Cox i Forshaw odważnie przedzierają się przez trudne do wyjaśnienia aspekty fizyki kwantowej. W porównaniu z *Kwantowym Wszechświatem*, *Krótka historia czasu* wydaje się lekturą do poduszki.

Brian Clegg, autor *Jak zbudować wehikuł czasu*

Kwantowy Wszechświat

Dlaczego zdarza się wszystko, co może się zdarzyć

BRIAN COX, JEFF FORSHAW

Prószyński i S-ka

BRIAN COX, JEFF FORSHAW

Kwantowy Wszechświat

Dlaczego zdarza się wszystko, co może się zdarzyć

Przełożyli Joanna i Adam Skalscy

Prószyński i S-ka

Tytuł oryginału
THE QUANTUM UNIVERSE
And Why Anything That Can Happen, Does

Copyright © Brian Cox and Jeff Forshaw, 2011
All rights reserved

Projekt okładki
Alex Camlin

Ilustracja na okładce
© GettyImages

Redaktor serii
Adrian Markowski

Redakcja
Anna Kaniewska

Korekta
Andrzej Massé

ISBN 978-83-7961-734-0

Warszawa 2014

Wydawca
Prószyński Media Sp. z o.o.
02-697 Warszawa, ul. Rzymowskiego 28
www.proszynski.pl

1

Coś dziwnego jest na rzeczy

„Kwantowy”. Słowo to jest jednocześnie sugestywne, zadziwiające i fascynujące. W zależności od punktu widzenia stanowi albo świadectwo niezwykłego sukcesu nauki, albo symbol ograniczeń ludzkiej intuicji w mozolnych próbach zrozumienia subatomowego królestwa, którego obcości i dziwności nie sposób zignorować. Dla fizyków mechanika kwantowa jest jednym z trzech fundamentów, na których opiera się nasze pojmowanie świata; dwa pozostałe to szczególna i ogólna teoria względności Einsteina. Teorie Einsteina dotyczą natury przestrzeni i czasu oraz siły grawitacji. Mechanika kwantowa obejmuje natomiast wszystko inne i można stwierdzić, że określanie jej jako sugestywnej, zadziwiającej czy fascynującej nie ma żadnego znaczenia – jest ona po prostu teorią opisującą funkcjonowanie świata. Przykładając do niej to pragmatyczne kryterium, przekonujemy się, że charakteryzuje się zapierającą dech w piersiach precyzją oraz zdolnością do wyjaśnienia wielu zjawisk. W wypadku elektrodynamiki kwantowej, najstarszej i najlepiej zrozumianej spośród nowoczesnych teorii kwantowych, istnieje praktyczny test, polegający na pomiarze zachowania elektronu znajdującego się w pobliżu magnesu. Fizycy teoretyczni przez lata trudzili się, zgięci nad kartkami papieru z długopisem w ręku albo pochyleni nad komputerem, by przewidzieć, jaki będzie wynik tej próby. Jednocześnie eksperymentatorzy projektowali i przeprowadzali finezyjne doświadczenia, by odkrywać coraz to subtelniejsze niuanse działania przyrody. Oba obozy zupełnie niezależnie dotarły do wyników, których dokładność można porównać do zmierzenia odległości między Manchesterem a Nowym

Jorkiem z dokładnością do kilku centymetrów. Niezwykłe jest to, że rezultaty uzyskane przez eksperymentatorów idealnie zgadzały się z tymi obliczonymi przez teoretyków – pomiary i wyliczenia doskonale do siebie pasowały.

Robi to wrażenie, ale też wygląda dość tajemniczo i gdyby zadanie teorii kwantowej ograniczało się do opisania miniaturowego świata, mielibyśmy podstawy, by zastanawiać się, po co w ogóle to całe zamieszanie. Oczywiście przydatność nie stanowi zasadniczego celu studiów naukowych, ale wiele przemian technologicznych czy społecznych, które zrewolucjonizowały nasze życie, wyrosło z fundamentalnych badań przeprowadzanych przez współczesnych odkrywców, których jedynym pragnieniem było lepsze zrozumienie otaczającego ich świata. Te powodowane ciekawością wyprawy poprzez wszystkie dyscypliny nauki zaowocowały wydłużonym czasem życia, lotami międzykontynentalnymi, nowoczesnymi środkami telekomunikacji, uwolnieniem się od znoju produkcji żywności na własne potrzeby, a także rozległą, porywającą i jednocześnie skłaniającą do pokory wizją naszej planety pośród nieskończonego morza gwiazd. To wszystko są jednak w pewnym sensie tylko produkty uboczne. Badamy, ponieważ chcemy zaspokoić naszą ciekawość, a nie dlatego, że pragniemy rozwinąć wspaniałe wizje rzeczywistości lub zaprojektować bardziej użyteczne gadżety.

Teoria kwantowa jest chyba najlepszym przykładem tego, jak to, co nieskończenie obce i graniczące z wiedzą tajemną, staje się z czasem niezwykle przydatne. Obce, ponieważ opisuje świat, w którym cząstka może naprawdę znajdować się w kilku miejscach w tym samym czasie i przemieszczać się z jednego punktu do drugiego, wędrując jednocześnie przez cały Wszechświat. Przydatne, gdyż zrozumienie zachowania najmniejszych składowych Wszechświata stanowi podstawę do zrozumienia wszystkiego innego. To ostatnie stwierdzenie może się zdawać przesadne, gdyż na świecie pełno jest różnorodnych i złożonych zjawisk. A jednak pomimo ich złożoności wiemy, że wszystko zbudowane jest z kilku rodzajów mikroskopijnych cząstek, które poruszają się zgodnie z zasadami teorii kwantowej. Te zasady są z kolei tak proste, że można je rozpisać na kawałku papierowej serwetki i już samo to, że do

wyjaśnienia zasadniczej natury świata nie potrzebujemy całej biblioteki, stanowi jedną z największych tajemnic.

Wygląda na to, że im więcej wiemy o elementarnej naturze świata, tym prostsza się ona wydaje. W dalszym ciągu tej książki wyjaśnimy, jak wyglądają te podstawowe zasady i w jaki sposób mikroskopijne składowe potrafią wspólnie utworzyć cały świat. Ale zanim zachłyśniemy się ukrytą prostotą Wszechświata, należy wypowiedzieć kilka słów przestrogi: chociaż podstawowe zasady są proste, wyliczenie ich konsekwencji może się okazać bardzo skomplikowane. Świat, jaki postrzegamy na co dzień, jest zdominowany przez związki pomiędzy ogromnymi zbiorami wielu trylionów atomów, a więc próba wyciągania wniosków co do zachowania roślin czy ludzi przy użyciu fundamentalnych reguł byłaby naiwna. Stwierdzenie to jednak w żadnym razie nie przekreśla najważniejszego faktu: u podstaw wszystkich zjawisk naprawdę leży fizyka kwantowa mikroskopijnych cząstek.

Spójrz na otaczający cię świat. W ręku trzymasz książkę składającą się z papieru, zmiażdżonej papki z drzewa[1]. Drzewa są swoistymi maszynami zdolnymi do pobierania zapasu atomów i cząsteczek, rozkładania ich i przekształcania we współdziałające kolonie zbudowane z wielu trylionów poszczególnych części. Dokonują tego dzięki cząsteczce zwanej chlorofilem; składa się na nią ponad sto skręconych w skomplikowany kształt atomów węgla, wodoru i tlenu, do których przymocowanych jest kilka atomów magnezu i azotu. Ten układ cząstek potrafi przechwycić światło, które przebyło 150 milionów kilometrów dzielących go od naszej gwiazdy – jądrowego pieca o pojemności milion razy większej niż objętość Ziemi – i przetransportować niesioną przez nie energię do komórek, gdzie jest ona wykorzystywana do budowania nowych cząsteczek z dwutlenku węgla i wody. Produktem ubocznym tego ostatniego procesu jest utrzymujący życie tlen. Właśnie takie łańcuchy cząsteczek tworzą strukturę drzew, wszystkich innych żywych istot i roślin, a także papieru twojej książki. Ty możesz ją czytać i rozumieć znajdujące się w niej słowa, ponieważ twoje oczy przekształcają odbijające się od kartek światło w impulsy elektryczne, które interpretuje twój mózg – najbardziej złożona

znana nam konstrukcja w całym Wszechświecie. Współcześnie wiemy, że wszystkie te obiekty są po prostu zbiorowiskami atomów i że większość atomów zbudowana jest zaledwie z trzech podstawowych cząstek: elektronów, protonów i neutronów. Odkryliśmy też, że protony i neutrony składają się z mniejszych części zwanych kwarkami i – przynajmniej według dzisiejszego stanu wiedzy – na tym możliwości podziału się kończą. A wszystkim tym rządzi teoria kwantowa.

Współczesna fizyka oferuje więc obraz Wszechświata, u którego podstaw leży ukryta prostota – eleganckie zjawiska zachodzą poza zasięgiem naszego wzroku, podczas gdy na powierzchnię postrzegania wynurza się różnorodność świata makroskopowego. Być może największym osiągnięciem współczesnej nauki jest właśnie zredukowanie niezwykłej złożoności świata (łącznie z istotami ludzkimi) do opisu zachowania kilku malutkich subatomowych cząstek i czterech sił, jakie między nimi działają. Najlepszą dostępną nam charakterystykę trzech spośród tych czterech sił (silnego i słabego oddziaływania jądrowego, które występują wewnątrz jąder atomowych, oraz spajającej atomy i cząstki siły elektromagnetycznej) podsuwa teoria kwantowa. Jedynie grawitacja, najsłabsza, choć jednocześnie najbliższa nam spośród tych czterech sił, nie ma obecnie satysfakcjonującego opisu kwantowego.

Trzeba przyznać, że teoria kwantowa ma opinię bardzo dziwacznej. Napisano też o niej stosy bzdur. Koty mogą być jednocześnie żywe i martwe; cząstki mogą się w tej samej chwili znajdować w dwóch różnych miejscach; Heisenberg twierdzi, że nic nie jest pewne. Te wszystkie stwierdzenia są niewątpliwie prawdziwe, ale wyciągany z nich wniosek – że skoro w świecie mikroskopowym dzieje się coś dziwnego, otaczają nas nieprzeniknione tajemnice – już na pewno nie. Pozazmysłowe postrzeganie, tajemne ozdrowienia, wibrujące bransoletki chroniące przed promieniowaniem i kto wie czym jeszcze są cuda regularnie przemycane do świata „autentycznych” zjawisk pod przykrywką słowa „kwantowe”. Takie bzdury rodzą się na skutek braku jasności myśli, pobożnych życzeń, prawdziwego lub udawanego niezrozumienia albo też w wyniku niefortunnej kombinacji tych wszystkich czynników. Teoria kwantowa opisuje

świat w precyzyjny sposób i wykorzystuje prawa matematyczne tak samo jednoznaczne jak stwierdzenia Newtona czy Galileusza. To dlatego potrafimy obliczyć reakcję elektronu na pole magnetyczne z tak niezwykłą dokładnością. Dzięki teorii kwantowej otrzymujemy opis przyrody, który – jak się jeszcze przekonamy – ma niesamowitą zdolność do przewidywania i wyjaśniania. Zdolność ta obejmuje niezwykle szeroki wachlarz zjawisk i obiektów, począwszy od układów scalonych, a skończywszy na gwiazdach.

Przy pisaniu tej książki postawiliśmy sobie za cel zdemaskowanie mitów wyrosłych wokół teorii kwantowej – teoretycznego szkieletu słynnego z tego, jak bardzo potrafił być mylący, i to nawet dla prekursorów jego badań. W naszym podejściu przyjmiemy współczesną perspektywę wzbogaconą o doświadczenie i rozwój teoretyczny osiągnięty przez ostatnie sto lat. W celu wprowadzenia czytelnego kontekstu chcielibyśmy jednak rozpocząć naszą podróż na początku XX wieku i przyjrzeć się pewnym problemom, które doprowadziły fizyków do dokonania radykalnego odstępstwa od obowiązującego wcześniej sposobu myślenia.

Teoria kwantowa powstała – jak wiele innych teorii naukowych – w wyniku odkrycia zjawisk przyrodniczych, których nie dało się wyjaśnić poprzez dotychczasowy paradygmat naukowy. W wypadku teorii kwantowej zjawiska te były liczne i różnorodne. Seria niedających się wytłumaczyć rezultatów doświadczeń wywołała ożywienie i zamieszanie, co z kolei zapoczątkowało okres niezwykłych odkryć teoretycznych i eksperymentalnych, który z całą pewnością zasługuje na to, by określić go wyświechtanym wyrażeniem „złoty wiek”. Nazwiska głównych bohaterów tamtego czasu są wyryte w umysłach wszystkich studentów fizyki, gdyż to o nich słyszą najczęściej podczas wykładów. Są to: Rutherford, Bohr, Planck, Einstein, Pauli, Heisenberg, Schrödinger, Dirac. Pewnie już nigdy nie zdarzy się w historii nauki taki czas, w którym aż tylu ludzi zyskałoby naukową sławę dzięki poszukiwaniu wspólnego celu; w tym wypadku chodziło o nową teorię atomów i oddziaływań, które tworzą świat materialny. W 1924 roku, podsumowując pierwsze dekady teorii kwantowej, Ernest Rutherford, urodzony w Nowej Zelandii fizyk, który dzięki badaniom prowadzonym w Manchesterze

odkrył jądro atomowe, napisał: „Rok 1896 (...) wyznaczył początek okresu, który został trafnie nazwany bohaterską erą nauk fizycznych. Nigdy wcześniej w historii fizyki nie zaobserwowano takiego czasu intensywnej aktywności, w którym kolejne odkrycia o fundamentalnej wadze następowałyby po sobie z równie oszałamiającą szybkością".

Zanim jednak przeniesiemy się do dziewiętnastowiecznego Paryża i chwili narodzin teorii kwantowej, zastanówmy się przez chwilę nad samym słowem „kwantowy". Wyraz ten pojawił się po raz pierwszy w fizyce w 1900 roku w pracach Maksa Plancka. Planck zajmował się poszukiwaniem teoretycznego opisu promieniowania emitowanego przez gorące przedmioty, tak zwanego promieniowania ciała doskonale czarnego. Zadanie to zostało mu zlecone przez firmę zajmującą się oświetleniem elektrycznym – bywa i tak, że drzwi do badania Wszechświata otwierają się za sprawą bardzo przyziemnych działań. W dalszej części tej książki uważniej przyjrzymy się niezwykłej wnikliwości Plancka; na potrzeby tego krótkiego wprowadzenia wystarczy powiedzieć, że odkrył on, iż potrafi wyjaśnić właściwości promieniowania ciała doskonałego czarnego, jeśli założy, że światło jest emitowane w małych paczkach energii, które nazwał „kwantami". Słowo „kwanty" to po prostu „porcje", a „kwantowy" to inaczej „dyskretny". Początkowo Planck przypuszczał, że w grę wchodzi czysto matematyczna sztuczka, ale późniejsze prace Alberta Einsteina z 1905 roku dotyczące zjawiska zwanego efektem fotoelektrycznym dostarczyły nowych argumentów potwierdzających hipotezę kwantową. Podobne koncepcje przemawiały czytelnie do wyobraźni, gdyż niewielkie porcje energii mogłyby być uznane za cząstki.

Pomysł, że światło składa się z ciągu malutkich pocisków, był dobrze znaną koncepcją o długiej historii rozpoczynającej się wraz z narodzinami współczesnej fizyki i Izaakiem Newtonem. Wydawało się jednak, że szkocki fizyk James Clerk Maxwell w 1864 roku jednoznacznie zaprzeczył sensowności takiego stwierdzenia. W serii prac, które Albert Einstein określił później jako „najważniejsze i najbardziej inspirujące, jakie pojawiły się w fizyce od czasów Newtona", Maxwell pokazał, że światło jest falą elektromagnetyczną

przemieszczającą się przez przestrzeń. Koncepcja światła jako fali mogła więc pochwalić się nieskazitelnym rodowodem i jak mogło się zdawać – reputacją nie do podważenia. Jednak w serii eksperymentów przeprowadzonych między 1923 a 1925 rokiem na Uniwersytecie imienia Waszyngtona w Saint Louis przez Arthura Comptona i jego współpracowników udało się odbić kwanty światła od elektronów. Zarówno kwanty, jak i elektrony zachowywały się w tych doświadczeniach podobnie do odbijających się kul bilardowych, dowodząc tym samym, że teoretyczna hipoteza Plancka znajduje potwierdzenie w świecie rzeczywistym. W 1926 roku kwanty światła zostały nazwane „fotonami". Dowodów nie dało się już podważyć – światło zachowuje się jednocześnie jak fala i jak cząstka. Oznaczało to koniec fizyki klasycznej i jednocześnie dopełnienie narodzin teorii kwantowej.

1 Chyba że akurat czytasz elektroniczną wersję tej książki – w takim wypadku musisz wysilić wyobraźnię.

2

Znajdowanie się w dwóch miejscach naraz

Ernest Rutherford podawał 1896 jako rok rozpoczęcia rewolucji kwantowej, bo właśnie wtedy Henri Becquerel, pracując w swoim laboratorium w Paryżu, odkrył radioaktywność. Becquerel usiłował wywołać emisję promieniowania rentgenowskiego, odkrytego zaledwie kilka miesięcy wcześniej przez Wilhelma Röntgena w Würzburgu, używając rud uranu. Nie osiągnął planowanego celu, ale odkrył, że ruda uranu emituje *les rayons uraniques*, promienie, które zaciemniały klisze fotograficzne nawet wtedy, gdy te ostatnie były zawinięte w nieprzepuszczający żadnego światła gruby papier. Waga osiągnięcia Becquerela została doceniona już w 1897 roku w przeglądowym artykule wielkiego uczonego Henriego Poincaré. Poincaré z nadzwyczajną przenikliwością pisał w nim o odkryciu, które „możemy dziś uznać za otwierające nam drogę do nowego świata, którego istnienia nikt nie podejrzewał". Zaskakująca cecha rozpadu radioaktywnego, zapowiadająca to, co miało się wydarzyć później, polegała na tym, że do emisji promieni w różnych materiałach zdawało się dochodzić bez żadnego powodu: pojawiały się spontanicznie, w momentach, których nie można było przewidzieć.

W 1900 roku Rutherford zauważył następujący problem: „wszystkie atomy powstałe w tej samej chwili powinny istnieć przez określony przedział czasu. Obserwowane prawo transformacji temu przeczy: długość życia atomów przybiera wszystkie wartości od zera do nieskończoności". Ta losowość w zachowaniu mikroświata wydawała

się zaskakująca, ponieważ do tamtego momentu nauki ścisłe były w pełni deterministyczne. Wierzono, że jeśli w pewnej chwili wie się wszystko, co tylko można było wiedzieć o jakimś układzie, to da się z całkowitą pewnością przewidzieć, co stanie się z tym układem w przyszłości. Załamanie się tego typu przewidywalności stanowi fundamentalną cechę teorii kwantowej: fizyka kwantowa opisuje prawdopodobieństwa, a nie zdarzenia, które zajdą na pewno. Dzieje się tak nie dlatego, że brakuje nam pełnej wiedzy, ale ponieważ pewne aspekty przyrody podlegają na podstawowym poziomie prawom o charakterze losowym. Teraz rozumiemy już, że po prostu nie da się przewidzieć, kiedy pewien konkretny atom ulegnie rozpadowi. Przy badaniu rozpadów radioaktywnych nauka po raz pierwszy spotkała się z przyrodą rzucającą kośćmi i dla wielu fizyków przez długie lata stanowiło to źródło konfuzji i nieporozumień.

Choć wewnętrzna struktura atomów nie była wówczas znana, domyślano się, że w ich wnętrzach musiało się dziać coś ciekawego. W 1911 roku Rutherford dokonał kluczowego odkrycia, bombardując bardzo cienką złotą folię promieniami znanymi wówczas jako cząstki alfa (teraz wiemy, że są to jądra atomów helu). Wraz ze swoimi współpracownikami, Hansem Geigerem i Ernestem Marsdenem, z wielkim zdumieniem zauważyli, że mniej więcej jedna na osiem tysięcy cząstek alfa nie przelatywała przez złoto zgodnie z wcześniejszymi oczekiwaniami, ale odbijała się od niego. Rutherford opisał później ten moment, używając typowego dla siebie barwnego języka: „Było to najbardziej niewiarygodne zdarzenie w moim życiu. Wydawało się tak samo niezwykłe, jak gdyby ktoś strzelał piętnastocalowymi pociskami do kawałka papieru toaletowego i niektóre z nich odbijały się od celu i wracały do strzelca". Rutherford był niewątpliwie energicznym człowiekiem, który nie znosił żadnych ceregieli; kiedyś opisał pewnego napuszonego urzędnika w następujący sposób: „przypomina punkt w przestrzeni euklidesowej: ma pozycję, ale nie ma wielkości".

Rutherford obliczył, że wyniki jego eksperymentów można wyjaśnić wyłącznie przy założeniu, iż atom składa się z bardzo małego umieszczonego centralnie jądra, wokół którego krążą elektrony. Wyobrażał sobie wtedy zapewne model przypominający planety

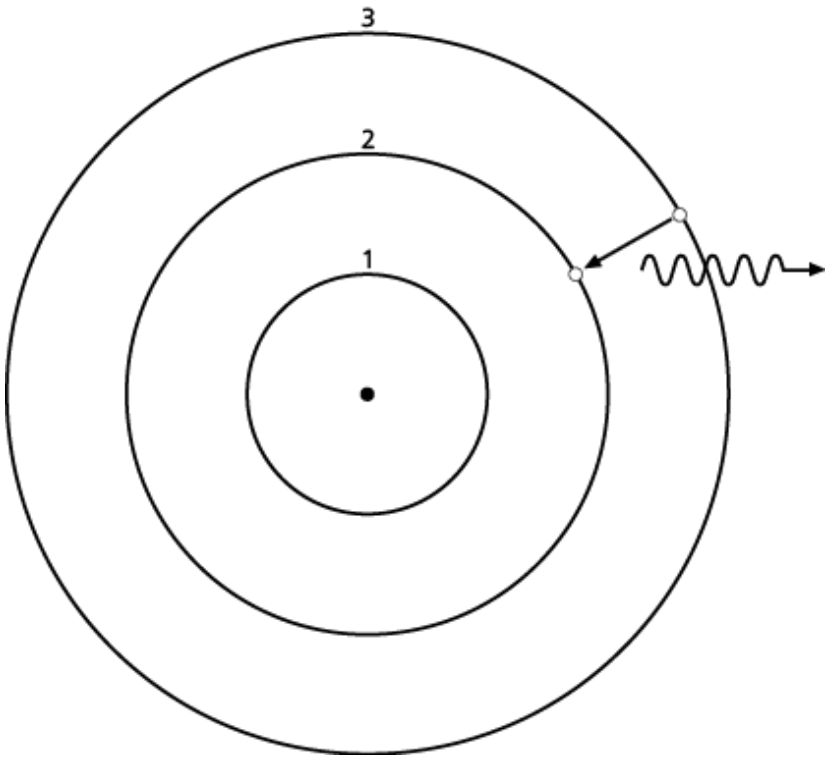
biegnące po orbitach wokół Słońca. Jądro zawiera praktycznie całą masę atomu, i właśnie dlatego potrafi odbijać z powrotem cząstki alfa, „piętnastocalowe pociski” wysyłane przez Rutherforda. Wodór, najprostszy z pierwiastków, ma jądro składające się z pojedynczego protonu o promieniu równym około $1{,}75 \times 10^{-15}$ m. Oznacza to, że promień ma długość 0,0000000000000175 metra, czyli nieco mniej niż dwie tysięcznobilionowe metra. O ile umiemy to dziś stwierdzić, pojedynczy elektron, podobnie jak napuszony urzędnik Rutherforda, przypomina punkt i krąży wokół jądra atomu wodoru po orbicie o promieniu około stu tysięcy razy większym niż średnica jądra. Jądro niesie dodatni ładunek elektryczny, a elektron jest naładowany ujemnie, co oznacza, że działa między nimi siła przyciągająca, analogiczna do przyciągania grawitacyjnego utrzymującego Ziemię na orbicie wokół Słońca. To z kolei oznacza, że atomy składają się zasadniczo z pustej przestrzeni. Jeśli wyobrazimy sobie jądro w skali, w której ma ono wielkość piłki tenisowej, to maleńki elektron, mniejszy niż drobinka kurzu, będzie poruszał się po orbicie o promieniu kilometra. Te liczby wydają się bardzo zaskakujące – materia z pewnością nie sprawia wrażenia pustej.

Jądrowy model atomu Rutherforda sprawił ówczesnym fizykom wiele kłopotów. Dobrze wiedziano na przykład, że elektron krążący wokół jądra atomowego powinien tracić energię, ponieważ wszystkie obiekty niosące ładunek elektryczny poruszające się po zakrzywionych torach wysyłają energię w postaci promieniowania. Tak właśnie działają nadajniki radiowe: znajdujące się w nich elektrony zostają zmuszone do ruchu po pewnych trajektoriach, w wyniku czego emitują fale elektromagnetyczne. Heinrich Hertz wynalazł nadajnik radiowy w 1887 roku i kiedy Rutherford odkrył jądro atomu, funkcjonowała już stacja radiowa przesyłająca sygnały przez Atlantyk, z Irlandii do Kanady. Teoria krążących ładunków i emitowanych przez nie fal radiowych była więc niewątpliwie poprawna, co stanowiło poważną trudność przy próbach wyjaśniania, w jaki sposób elektrony mogą się trwale utrzymywać na orbitach wokół jądra.

Innym niedającym się wyjaśnić zjawiskiem była tajemnica światła wysyłanego przez atomy pod wpływem dostarczanego do nich

ciepła. Już w 1853 roku szwedzki uczony Anders Jonas Ångström przepuszczał iskry przez szklane rurki wypełnione wodorem i analizował emitowane światło. Można by przypuszczać, że jarzący się gaz pokaże wszystkie kolory tęczy – w końcu przecież Słońce jest niczym innym jak tylko żarzącą się gazową kulą. Okazało się jednak inaczej, Ångström zaobserwował, że wodór emituje światło w trzech wyróżniających się kolorach: czerwonym, niebieskozielonym i fioletowym, przypominające tęczę złożoną z trzech czystych, wąskich łuków. Wkrótce przekonano się, że każdy z pierwiastków zachowuje się w podobny sposób, wysyłając charakterystyczny dla siebie kod kreskowy złożony z różnych kolorów. Zanim Rutherford opisał strukturę atomu, niemiecki uczony Heinrich Gustaw Johannes Kayser zebrał w sześciotomowym, liczącym w sumie pięć tysięcy stron dziele zatytułowanym *Handbuch der Spectroscopie* zaobserwowane w eksperymentach wzory kolorowych linii odpowiadających wszystkim znanym wówczas pierwiastkom. Narzucało się oczywiście pytanie: „Dlaczego?”. Nie tylko: „Dlaczego, profesorze Kayser?” (Niemiec musiał być wyjątkowo ciekawym rozmówcą na imprezach towarzyskich), ale też „Dlaczego pojawia się tak wiele różnych wzorów złożonych z kolorowych linii?”. Przez blisko sześćdziesiąt lat dziedzina nauki zwana spektroskopią jednocześnie odnosiła wielkie sukcesy eksperymentalne i pozostawała pustynią, jeśli chodzi o teoretyczne uzasadnienia.

W marcu 1912 roku zafascynowany problemem struktury atomów duński fizyk Niels Bohr pojechał do Manchesteru, by spotkać się z Rutherfordem. Później wspominał, że próby odszyfrowania mechanizmów rządzących wnętrzem atomów na podstawie danych spektroskopowych należałoby porównać z wyprowadzaniem fundamentalnych praw biologii z kolorów skrzydła motyla. Oparty na Układzie Słonecznym model Rutherforda dostarczył Bohrowi wskazówek i w 1913 roku Duńczyk opublikował pierwszą kwantową teorię budowy atomu.



Rysunek 2.1. Model atomu Bohra, przedstawiający emisję fotonu (falista linia) i powiązany z nią spadek fotonu z jednej orbity na drugą (oznaczony strzałką)

Zaproponowane przez niego podejście nie było pozbawione problemów, ale zawierało koncepcje, które miały się okazać kluczowe dla rozwoju współczesnej teorii kwantowej. Bohr doszedł do wniosku, że elektrony mogą zajmować tylko pewne szczególne orbity wokół jądra, a ta najbliższa jądra odpowiada najniższej możliwej energii. Stwierdził też, że elektrony mogą przeskakiwać między różnymi orbitami: kiedy dostarczy się im energię (na przykład za pomocą iskry w szklanej rurce), przeskakują na wyższą orbitę, a potem, w miarę upływu czasu, przechodzą z powrotem niżej, jednocześnie wysyłając światło. Kolor światła jest wyznaczony bezpośrednio przez różnicę energii między dwoma poziomami. Rysunek 2.1 pokazuje podstawową ideę: strzałka reprezentuje elektron przeskakujący z trzeciego poziomu energetycznego na drugi poziom energetyczny, emitujący przy tym światło (przedstawione jako falista linia). W modelu Bohra elektron może okrążać jądro po

jednej ze szczególnych, „skwantowanych” orbit; spiralne spadanie ku środkowi jest po prostu zakazane. Takie założenie pozwoliło duńskiemu fizykowi obliczyć długości fal (czyli kolory) światła zaobserwowane przez Ångströma – należało je przyporządkować elektronowi przeskakującemu z piątej orbity na drugą (światło fioletowe), z czwartej orbity na drugą (światło niebieskozielone) i z trzeciej orbity na drugą (światło czerwone). Model Bohra przewidywał też, że atomy wodoru powinny emitować światło w wyniku przeskakiwania elektronów na pierwszą orbitę. Okazało się to prawdą: odpowiednie fale znajdują się już w ultrafioletowej części widma, której nie da się zobaczyć gołym okiem, a więc nie zostały zaobserwowane przez Ångströma. Dostrzegł je jednak w 1906 roku Theodore Lyman, fizyk z Harvardu. Otrzymane przez Lymana dane świetnie zgadzały się z przewidywaniami wynikającymi z modelu Bohra.

Chociaż Bohr nie zdołał rozszerzyć swojego modelu na atomy innych pierwiastków, teoretycznie było to możliwe. W szczególności jeśli założy się, że atomy każdego pierwiastka mają jednoznacznie określony zbiór orbit, to – zgodnie z koncepcją Bohra – będą one emitować wyłącznie światło o pewnych konkretnych kolorach. Oznaczało to, że kolory wysyłane przez atomy można traktować jak charakterystyki pierwiastków, i astronomowie zaczęli niemal natychmiast wykorzystywać jednoznaczność atomowych linii spektralnych do określania składu chemicznego gwiazd.

Model Bohra stanowił dobry punkt wyjścia, ale z pewnością nie dało się go uznać za w pełni satysfakcjonujący. Dlaczego elektrony nie mogły po prostu spadać spiralnie ku jądru, skoro było już wiadomo, że powinny tracić energię, emitując fale elektromagnetyczne, a co więcej, prawdziwość tego ostatniego faktu potwierdzało pojawienie się radia? I co począć z pierwiastkami cięższymi od wodoru? Jak próbować zrozumieć ich strukturę?

Chociaż teoria Bohra miała liczne wady, niewątpliwie stanowiła kluczowy krok w rozwoju teorii kwantowej. Pokazuje nam też, jak często wygląda postęp w nauce. W obliczu skomplikowanych i niezrozumiałych danych eksperymentalnych nie ma sensu całkowicie się poddawać, nawet jeśli nie widać sposobu na ich

wyjaśnienie. W takich wypadkach uczeni często proponują tak zwany *ansatz*, odgadując na podstawie swojej wiedzy i przeczuć jakieś potencjalne rozwiązanie, a następnie obliczają jego konsekwencje. Jeśli odpowiedź na zagadkę okazuje się trafna – to znaczy rozwinięta na jej podstawie teoria przewiduje wyniki zgodne z tymi otrzymywanymi w doświadczeniach – można z większym przekonaniem wrócić do punktu wyjścia i próbować lepiej zrozumieć i uzasadnić swoje początkowe założenie. *Ansatz* Bohra pozostawał z jednej strony skuteczny, z drugiej niewyjaśniony przez trzynaście lat.

W dalszej części książki wrócimy jeszcze do historii tych wczesnych idei kwantowych. Na razie możemy poczuć się, jakby postawiono przed nami kolekcję dziwnych obserwacji i połowicznych odpowiedzi na różne związane z nimi pytania. Z taką sytuacją musieli się zmierzyć twórcy teorii kwantowej. W skrócie: opierając się na pracach Plancka, Einstein przedstawił koncepcję, według której światło składa się z cząstek, natomiast Maxwell pokazał, że światło zachowuje się też jak fala. Wyniki Rutherforda i Bohra wyjaśniły częściowo, jak wygląda wewnętrzna struktura atomów, ale zachowanie elektronów w atomach nie zgadzało się z żadną znaną wówczas teorią. Ponadto rozmaite zjawiska określane wspólną nazwą radioaktywności, w których atomy spontanicznie rozpadały się bez żadnego widocznego powodu, pozostawały tajemnicze, choćby dlatego, że wprowadzały do fizyki niepokojąco losowe zachowania. Nikt nie mógł wątpić w to, że w świecie subatomowym dzieje się coś dziwnego.

Pierwszy krok na drodze ku spójnej odpowiedzi na wszystkie te pytania przypisuje się zazwyczaj niemieckiemu fizykowi Wernerowi Heisenbergowi, który zaproponował całkowicie nowe podejście do teorii opisującej materię i działanie sił. W lipcu 1925 roku Heisenberg opublikował pracę odrzucającą wcześniejsze, podane *ad hoc* idee i częściowe teorie, w tym model atomu Bohra, i wprowadzającą nowatorskie koncepcje, które miały zmienić całą fizykę. Artykuł zaczął następująco: „W tej pracy spróbujemy przedstawić fundamenty kwantowej mechaniki teoretycznej, która opiera się wyłącznie na związkach między wartościami, jakie zasadniczo można

by zaobserwować". Zdanie to zawiera bardzo istotny krok, gdyż Heisenberg mówi nam, że matematyka leżąca u podstaw teorii kwantowej nie musi odpowiadać niczemu, co znamy. Zadaniem teorii kwantowej powinno być przewidywanie wartości, które można bezpośrednio zaobserwować, takich jak kolor światła emitowanego przez atomy wodoru. Nie należy oczekiwać, że pozwoli ona na stworzenie satysfakcjonującego obrazu wewnętrznych mechanizmów atomów, gdyż coś takiego nie jest konieczne, a co więcej, może być po prostu niemożliwe. Jednym pociągnięciem pióra Heisenberg pozbył się uprzedzenia mówiącego, że prawa przyrody powinny zgadzać się ze zdrowym rozsądkiem. Nie chodzi o to, że teoria świata subatomowego miałaby się kłócić z naszymi codziennymi obserwacjami przy opisie ruchu dużych obiektów, takich jak piłki tenisowe czy samoloty. Powinniśmy jednak przygotować się na rezygnację z naiwnego przekonania, że małe obiekty zachowują się jak miniaturowe wersje dużych obiektów, zwłaszcza jeśli przeczą mu konkretne obserwacje eksperymentalne.

Teoria kwantowa jest niewątpliwie zawiła i zaskakująca, a podejście Heisenberga z pewnością charakteryzuje się wyjątkowym stopniem skomplikowania. Laureat Nagrody Nobla Steven Weinberg, jeden z największych żyjących obecnie fizyków, pisał o pracy Heisenberga z 1925 roku tak:

> Jeśli czytelnik nie potrafi się zorientować, co tak właściwie Heisenberg robi, nie jest w tym uczuciu odosobniony. Kilkakrotnie próbowałem przeczytać pracę, którą Heisenberg napisał po powrocie z Helgolandu, ale chociaż wydaje mi się, że rozumiem mechanikę kwantową, nigdy nie udało mi się zrozumieć motywacji, jakimi kierował się Heisenberg w kolejnych krokach matematycznych w swoim artykule. Fizycy teoretyczni, pisząc najlepsze prace, zwykle przybierają jedną z dwóch ról: mędrców bądź magików. (...) Prace fizyków-mędrców zazwyczaj są nietrudne do zrozumienia, ale prace fizyków-magików bywają całkowicie nieczytelne. W tym sensie artykuł Heisenberga z 1925 roku to czysta magia.

Filozofia, na której opierało się rozumowanie Heisenberga, nie jest jednak czystą magią. Wręcz przeciwnie, jest prosta i leży u podstaw podejścia, które stosujemy w naszej książce: zadanie teorii opisującej przyrodę to podanie przewidywań pewnych wielkości, które można potem porównać z wynikami otrzymanymi w eksperymentach. Nic nie każe nam tworzyć teorii, która będzie w jakikolwiek sposób przypominać to, jak postrzegamy świat na co dzień. Na szczęście, chociaż przyjmiemy filozofię Heisenberga, do opisu kwantowego świata wykorzystamy znacznie czytelniejsze podejście zaproponowane przez Richarda Feynmana.

Na kilku ostatnich stronach używaliśmy słowa „teoria" dość swobodnie i w szerokim sensie. Zanim wznowimy budowanie teorii kwantowej, przyda się nam dokładne przyjrzenie jakiejś prostszej teorii. Dobra teoria naukowa precyzuje zestaw reguł określających, co może, a co nie może zdarzyć się z jakąś częścią Wszechświata. Reguły te muszą pozwalać na podawanie prognoz, które można będzie potem sprawdzić doświadczalnie. Jeśli prognozy okażą się fałszywe, to teoria jest błędna i należy zastąpić ją czymś innym. Jeśli z kolei zgadzają się z wynikami obserwacji, to teoria przetrwała dany test. Żadna teoria nie jest „prawdziwa", a dokładniej mówiąc, zawsze musi istnieć sposób na to, by wykazać jej błędność. Jak napisał biolog Thomas Huxley: „Nauka to zorganizowany zdrowy rozsądek – wiele pięknych teorii zostało zabitych przez brzydkie fakty". Teoria, której nie da się poddać testowi, mogącemu wykazać jej błędność, nie może być uważana za teorię naukową. Można nawet pójść dalej i stwierdzić, że nie niesie ona w sobie żadnej informacji. Możliwość odrzucenia teorii naukowych na podstawie pewnych testów odróżnia je od subiektywnych opinii. Naukowe rozumienie słowa „teoria" jest zresztą inne od potocznego, w którym niesie ono w sobie lekką sugestię luźnych spekulacji. Teoria naukowa może mieć charakter spekulatywny, jeśli nie miała jeszcze okazji zostać skonfrontowana z wynikami doświadczeń, ale ogólnie akceptowane teorie muszą zgadzać się z licznymi danymi eksperymentalnymi. Naukowcy starają się rozwijać teorie, które opisują jak największą liczbę zjawisk. Zwłaszcza fizyków ekscytuje perspektywa ujęcia wszystkiego, co

może się zdarzyć w materialnym świecie, w języku kilku fundamentalnych reguł.

Jednym z przykładów dobrej teorii o szerokim spektrum zastosowań jest teoria grawitacji Izaaka Newtona, opublikowana 5 lipca 1687 roku w dziele *Philosophiae naturalis principia mathematica*. Była ona pierwszą nowoczesną teorią naukową i choć później okazała się nie do końca precyzyjna w niektórych sytuacjach, z uwagi na fundamentalne zalety stosuje się ją do dzisiaj. Einstein rozwinął dokładniejszą teorię grawitacji, ogólną teorię względności, w 1915 roku.

Podany przez Newtona opis grawitacji można zawrzeć w pojedynczym równaniu matematycznym:

$$F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$$

Może się ono wydawać proste bądź skomplikowane, w zależności od tego, jakie masz wykształcenie matematyczne. W dalszym ciągu książki będziemy czasem używać matematyki. Czytelnikom, którym matematyka sprawia kłopoty, radzimy po prostu omijać fragmenty z równaniami i szczególnie się nimi nie przejmować. Zawsze będziemy się starać wyjaśniać fundamentalne idee w sposób nieopierający się na matematyce. Równania wprowadzamy głównie dlatego, że pozwalają nam precyzyjnie wytłumaczyć, dlaczego jakaś sytuacja wygląda tak, a nie inaczej. Bez nich musielibyśmy odwoływać się do mentalności fizyka-guru, który wyciąga głębokie stwierdzenia niczym króliki z kapelusza. Żadnego z autorów nie interesuje status guru.

Wróćmy teraz do równania Newtona. Wyobraź sobie wiszące na gałęzi, ledwo się jej trzymające jabłko. Powszechnie znana legenda mówi, że Newton rozwinął swoją teorię w wyniku rozważań dotyczących siły grawitacyjnej wywołanych przez wyjątkowo dojrzałe jabłko, które pewnego letniego popołudnia spadło mu na głowę. Uczony stwierdził, że jabłko podlega sile grawitacyjnej,

przyciągającej je ku ziemi. W powyższym równaniu siłę tę przedstawia symbol *F*. Tak więc równanie mówi nam po pierwsze, jak obliczyć siłę działającą na jabłko, jeśli tylko wiemy, co oznaczają symbole po prawej stronie znaku równości. Symbol *r* oznacza odległość między środkiem jabłka a środkiem Ziemi. Występuje on w postaci r^2, gdyż Newton odkrył, że siła zależy od kwadratu odległości między obiektami. Nie używając zapisu matematycznego, możemy to opisać, zauważając, że jeśli podwoimy odległość między jabłkiem a środkiem Ziemi, to siła grawitacyjna zmaleje cztery razy. Jeśli potroimy odległość, siła zmaleje dziewięć razy, i tak dalej. Fizycy nazywają tę zależność prawem odwrotności kwadratu. Symbole m_1 i m_2 oznaczają odpowiednio masę jabłka i masę Ziemi. Ich pojawienie się w równaniu odpowiada obserwacji Newtona, że siła przyciągania między dwoma obiektami zależy od iloczynu ich mas. To oczywiście rodzi pytanie: czym jest masa? Pytanie jest interesujące samo w sobie, a na najbardziej fundamentalną znaną obecnie odpowiedź musimy poczekać, aż opowiemy o cząstce kwantowej zwanej bozonem Higgsa. Z grubsza rzecz ujmując, masa to miara tego, ile materii zawiera dany obiekt: Ziemia jest dużo masywniejsza niż jabłko. Tego typu stwierdzenie nie jest tak naprawdę zadowalające. Na szczęście Newton pokazał też, jak mierzyć masę ciała, nie odwołując się przy tym do prawa rządzącego grawitacją. Odpowiedź jest zawarta w drugiej z trzech podanych przez Anglika zasad dynamiki, tak bardzo kochanych przez wszystkich licealistów uczących się fizyki:

1. Każde ciało, na które nie działa żadna siła, pozostaje w spoczynku albo porusza się jednostajnie po linii prostej.
2. Ciało o masie *m* ulega przyspieszeniu *a*, jeśli działa na nie siła *F* równa iloczynowi *m* i *a*. W postaci równania zapisujemy to jako $F = ma$.
3. Każdej akcji odpowiada równa co do wartości i przeciwnie skierowana reakcja.

Zasady dynamiki Newtona pozwalają na pełny opis ruchu obiektów pod wpływem działania sił. Pierwsza zasada mówi, co dzieje się z ciałem, na które nie działa żadna siła: pozostaje ono w spoczynku albo porusza się po linii prostej ze stałą prędkością. Dalej w naszej książce będziemy szukać odpowiedniego stwierdzenia dla cząstek kwantowych i nie zdradzimy wielkiej tajemnicy, jeśli już teraz powiemy, że cząstki kwantowe nigdy nie pozostają w bezruchu, a raczej przeskakują z miejsca na miejsce, nawet jeśli w badanym układzie nie występują żadne siły. Tak naprawdę nawet samo pojęcie „siły" nie pojawia się w teorii kwantowej, a więc druga zasada dynamiki kwantowej jest również skazana na wylądowanie w koszu. Wcale tu nie żartujemy – zasady dynamiki Newtona naprawdę trzeba wyrzucić do kosza, gdyż okazało się, że są poprawne jedynie w przybliżeniu. W wielu wypadkach sprawdzają się całkiem nieźle, ale zupełnie zawodzą przy opisie zjawisk kwantowych. Prawa teorii kwantowej zastępują zasady Newtona i pozwalają nam na dokładniejsze opisanie świata. Fizyka Newtonowska daje się wyprowadzić z opisu kwantowego. Ważne jest, by zdać sobie sprawę, że nie należy sądzić, iż „mechanika Newtonowska obowiązuje dla dużych obiektów, a kwantowa dla małych"; wszystko podlega teorii kwantowej.

Chociaż nie będziemy się szczególnie interesować w naszej książce trzecią zasadą dynamiki, zasługuje ona na kilka słów skierowanych do prawdziwych entuzjastów. Trzecia zasada mówi, że siły występują parami: jeśli wstanę, to moje stopy będą naciskać na Ziemię, a Ziemia odpowie, pchając mnie w górę. Oznacza to, że w „zamkniętym" układzie sumaryczna działająca siła jest równa zeru, co z kolei pociąga za sobą zachowanie całkowitego pędu układu. Pojęcia pędu będziemy używać w całej książce. Dla pojedynczej cząstki pęd definiuje się jako iloczyn jej masy i prędkości. Zapisujemy to jako $p = mv$. Co ciekawe, zasada zachowania pędu pozostaje istotna w teorii kwantowej, choć koncepcja siły traci sens.

Na razie jednak skupmy się na drugiej zasadzie dynamiki Newtona. Równanie $F = ma$ mówi, że jeśli zastosujemy do jakiegoś ciała znaną siłę i zmierzymy jego przyspieszenie, to iloraz siły i przyspieszenia będzie równy masie badanego ciała. Takie podejście zakłada, że

potrafimy zdefiniować siłę, ale to okazuje się nietrudne. Prostą, choć niezbyt precyzyjną czy praktyczną metodą byłoby odmierzanie siły względem tego, jak mocno ciągnie jakiś standardowy obiekt: powiedzmy, przeciętny żółw maszerujący prosto przed siebie w uprzęży przymocowanej do ciągniętego przez niego ładunku. Moglibyśmy wtedy nazwać przeciętnego żółwia „żółwiem SI" i trzymać go w zapieczętowanym pudle w siedzibie Międzynarodowego Biura Wag i Miar we francuskim Sèvres. Dwa zaprzężone żółwie ciągnęłyby z dwa razy większą siłą, trzy z trzy razy większą, i tak dalej. Wtedy dowolną siłę ciągnącą czy pchającą można by określać za pomocą liczby przeciętnych żółwi koniecznych do jej wygenerowania.

Jeśli faktycznie stosowalibyśmy taki system, który jest na tyle dziwaczny, że z pewnością zostałby zaakceptowany przez każdy międzynarodowy urząd zajmujący się standaryzacją[2], moglibyśmy po prostu pociągnąć dane ciało przy użyciu żółwia, zmierzyć jego (ciała, a nie żółwia) przyspieszenie i w ten sposób wyciągnąć wnioski co do masy ciała na podstawie drugiej zasady dynamiki Newtona. Potem moglibyśmy powtórzyć cały proces z drugim ciałem, aby wyznaczyć jego masę, a następnie wstawić otrzymane wartości mas do prawa rządzącego grawitacją, by określić siłę grawitacyjną działającą między masami. Aby jednak przedstawić siłę grawitacyjną między masami w postaci odpowiadającej równoważnikowi pewnej liczby żółwi, potrzebowalibyśmy jeszcze odpowiednio wyskalować cały układ względem tego, jak mocna jest sama grawitacja. W równaniu Newtona odpowiada za to symbol *G*.

G to bardzo ważna liczba, zwana „stałą grawitacyjną Newtona", która zawiera w sobie informację o tym, jak potężna jest siła grawitacyjna. Jeśli podwoilibyśmy wartość *G*, to podwoiłaby się też siła, w wyniku czego jabłko spadające na ziemię przyspieszałoby dwa razy szybciej. Stała *G* opisuje więc jedną z fundamentalnych własności naszego Wszechświata – gdyby przyjmowała inną wartość, żylibyśmy w zupełnie innym wszechświecie. Obecnie uważa się, że *G* przyjmuje tę samą wartość w każdym punkcie Wszechświata oraz że pozostawała ona niezmieniona przez cały czas (odpowiednia wartość pojawia się również w teorii grawitacji Newtona, i również tam jest

uważana za stałą). W naszej książce spotkamy też inne uniwersalne stałe przyrody. W mechanice kwantowej najważniejszą rolę odgrywa stała Plancka, nazwana od nazwiska kwantowego pioniera Maksa Plancka i oznaczana symbolem *h*. Będziemy potrzebować też prędkości światła *c*, która nie tylko jest równa prędkości światła w próżni, lecz także stanowi uniwersalną prędkość graniczną. „Podróżowanie szybciej niż z prędkością światła jest nie tylko niemożliwe, ale i wysoce niepożądane – powiedział kiedyś Woody Allen – gdyż człowiekowi ciągle zwiewa kapelusz".

Trzy zasady dynamiki Newtona i prawo rządzące grawitacją w pełni wystarczają, by zrozumieć ruch pod wpływem grawitacji. Nie ma żadnych dodatkowych ukrytych reguł, które pominęliśmy – ten prosty zestaw praw wystarcza i umożliwia nam na przykład zrozumienie orbit planet w Układzie Słonecznym. Wzięte razem ograniczają one poważnie zbiór ścieżek, po jakich mogą poruszać się ciała podlegające grawitacji. Stosując wyłącznie prawa podane przez Newtona, można wykazać, że wszystkie planety, komety, asteroidy czy meteory w Układzie Słonecznym muszą poruszać się po trajektoriach zwanych krzywymi stożkowymi. Najprostsza z krzywych stożkowych, po której zresztą z niezłym przybliżeniem porusza się krążąca wokół Słońca Ziemia, to okrąg. Ogólniej mówiąc, planety i księżyce poruszają się po orbitach wzdłuż trajektorii zwanych elipsami, które przypominają rozciągnięte okręgi. Pozostałe krzywe stożkowe to parabole i hiperbole. Parabola to krzywa opisująca tor lotu kuli wystrzelonej z armaty. Ostatnia z krzywych stożkowych, hiperbola, to ścieżka, po której porusza się w swojej drodze ku gwiazdom najbardziej odległy w tej chwili od Ziemi obiekt skonstruowany przez ludzkość. *Voyager 1* w chwili, w której piszemy te słowa, znajduje się w odległości około 17 610 000 000 kilometrów od Ziemi i oddala się od Układu Słonecznego z prędkością 538 000 000 kilometrów na rok. To najpiękniejsze z osiągnięć inżynierii wystrzelono w 1977 roku i do tej pory nawiązuje ono kontakt z Ziemią, zapisując pomiary wiatru słonecznego na taśmie magnetofonowej i przesyłając je z powrotem, a wykorzystuje do tego moc 20 watów. *Voyager 1* i jego siostrzany statek *Voyager 2* stanowią inspirujące świadectwo ludzkiego pragnienia eksploracji

Wszechświata. Oba statki przeleciały obok Jowisza i Saturna, *Voyager 2* odwiedził też Uran i Neptun. Nawigowały przez Układ Słoneczny z wielką precyzją, wykorzystując grawitację do tego, by wystrzeliwała je niczym z procy poza orbity kolejnych planet i dalej w przestrzeń międzygwiezdną. Pracujący na Ziemi nawigatorzy do wykreślania wiodących ostatecznie ku gwiazdom kursów między planetami wewnętrznymi i zewnętrznymi wykorzystywali wyłącznie prawa Newtona. *Voyager 2* przeleci w pobliżu Syriusza, najjaśniejszej gwiazdy na naszym niebie, za jakieś trzysta tysięcy lat. Dokonaliśmy tego i dowiedzieliśmy się wszystkich tych faktów dzięki Newtonowskiej teorii grawitacji i trzem zasadom dynamiki.

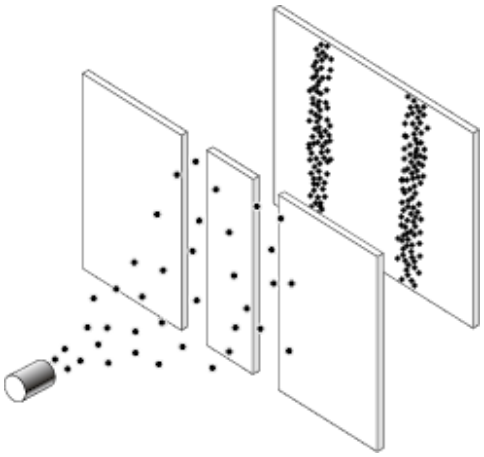
Prawa Newtona dostarczają nam obrazu świata zgadzającego się świetnie z naszą intuicją. Jak się przekonaliśmy, przybierają postać równań – matematycznych związków między mierzalnymi wielkościami – które pozwalają nam precyzyjnie przewidzieć, jak poruszają się różne obiekty. W całej konstrukcji fundamentalną rolę odgrywa założenie, że każdy obiekt w każdym momencie znajduje się w jakimś konkretnym miejscu, a w miarę upływu czasu przemieszczają się one w sposób ciągły. Wydaje się to tak oczywiste, że aż niewarte wzmianki, ale musimy zrozumieć, że tak naprawdę akceptacja takiego stanu rzeczy stanowi z naszej strony pewne domniemanie. Czy naprawdę możemy być pewni co do tego, że przedmioty są w danej chwili jednoznacznie tu czy tam, i że nie mogą znajdować się w dwóch miejscach jednocześnie? Rzecz jasna, szopa w twoim ogrodzie nie może w żaden widoczny sposób stać w tym samym momencie w dwóch różnych miejscach, ale dlaczego stwierdzenie to ma być prawdziwe dla elektronu w atomie? Czy nie mógłby być jednocześnie „tu” i „tam”? W tej chwili podobna sugestia pewnie wydaje się wariactwem, głównie dlatego, że nie da się tego sobie wyobrazić, ale okaże się, że rzeczywistość wygląda właśnie w ten sposób. Na tym etapie naszej opowieści w przytaczaniu owych dziwnych stwierdzeń chodzi nam tylko o uświadomienie czytelnikom, że prawa Newtona są oparte na intuicji. Jeśli mają opisywać fundamentalne zasady fizyczne, to przypomina to budowanie domu na piasku.

Istnieje bardzo prosty eksperyment, wykonany po raz pierwszy w Laboratoriach Bella przez Clintona Davissona oraz Lestera Germera i opisany przez nich w publikacji z 1927 roku, który pokazuje, że Newtonowski intuicyjny obraz świata jest błędny. Chociaż jabłka, planety i ludzie z pewnością zdają się zachowywać „po newtonowsku", przesuwając się z jednego miejsca do drugiego w regularny i przewidywalny sposób, to doświadczenie amerykańskich fizyków pokazało, że fundamentalne składniki materii zachowują się zupełnie inaczej.

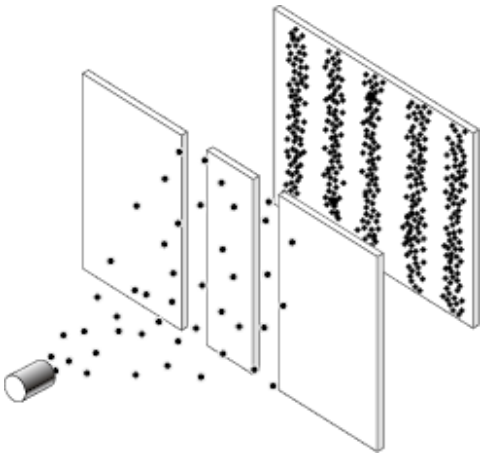
Artykuł Davissona i Germera zaczyna się od słów: „Zmierzono intensywność rozpraszania jednorodnej wiązki elektronów o regulowanej prędkości na pojedynczym krysztale niklu jako funkcję kierunku". Na szczęście możemy docenić istotę ich badań, wykorzystując uproszczoną wersję doświadczenia, zwaną doświadczeniem z podwójną szczeliną. Zestaw eksperymentalny składa się ze źródła wysyłającego elektrony w kierunku bariery, w której wycięto dwie małe szczeliny (czy po prostu dziurki). Po drugiej stronie bariery znajduje się ekran, który zaczyna się świecić, gdy trafia w niego elektron. Konkretna postać źródła elektronów nie jest istotna, ale w praktyce możemy sobie wyobrazić długi gorący drut rozciągnięty wzdłuż zestawu doświadczalnego[3]. Cały układ naszkicowaliśmy na rysunku 2.2.

Wyobraźmy sobie aparat fotograficzny skierowany ku ekranowi, z otwartą przesłoną, pozwalającą wykonać zdjęcie o długiej ekspozycji, rejestrujące kolejne błyski pojawiające się w miejscach, gdzie elektrony uderzają w ekran. Na zdjęciu pojawi się jakiś wzór – ale jak właściwie będzie on wyglądać? Jeśli założymy, że elektrony to po prostu miniaturowe cząstki zachowujące się jak jabłka czy planety, to powinniśmy się spodziewać, że otrzymany wzór będzie przypominać ten pokazany na rysunku 2.2. Niektóre elektrony przechodzą przez szczeliny, większość odbija się od bariery. Te, które przechodzą na drugą stronę, mogą się czasem lekko odbić od krawędzi szczelin, co spowoduje, że ich trajektoria lekko zmieni kierunek, ale większość trafień w ekran, a co za tym idzie, najjaśniejsze miejsca na fotografii, ułoży się niewątpliwie naprzeciwko szczelin.

Dzieje się jednak coś innego. Otrzymany obraz wygląda jak ten z rysunku 2.3 i to taki wzór opublikowali w pracy z 1927 roku Davisson i Germer. Davisson otrzymał w 1937 roku Nagrodę Nobla za „eksperymentalne odkrycie dyfrakcji elektronów na kryształach”. Nagrodą podzielił się, ale nie z Germerem, tylko z George’em Pagetem Thomsonem, który zaobserwował niezależnie identyczny wzór w doświadczeniach przeprowadzonych na uniwersytecie w Aberdeen. Układające się na przemian ciemne i jasne paski nazywa się wzorem interferencyjnym. Interferencję zwykle kojarzy się z falami. Aby zrozumieć, dlaczego tak jest, wyobraźmy sobie eksperyment z dwiema szczelinami przeprowadzony nie przy użyciu elektronów, ale fal wody.

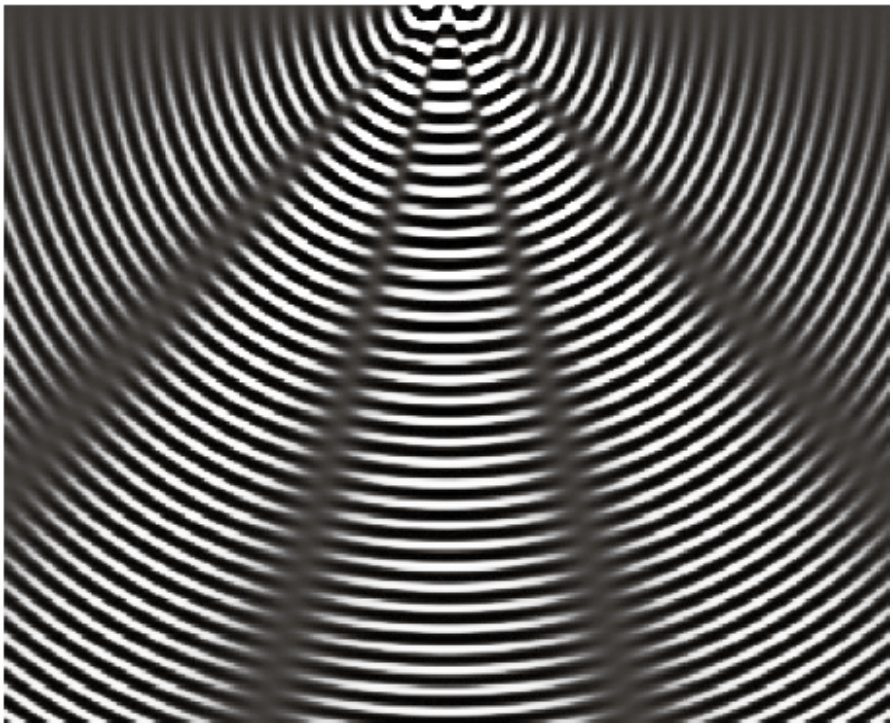


Rysunek 2.2. Źródło wystrzeliwuje elektrony ku parze szczelin. Jeśli elektrony miałyby się zachowywać jak „zwykłe” cząstki, to należałoby oczekiwać, że trafienia na ekranie ułożą się w dwóch paskach, tak jak pokazano to na rysunku. Ku naszemu zdziwieniu okazuje się, że tak się nie dzieje.



Rysunek 2.3. Tak naprawdę elektrony nie uderzają w ekran w miejscach znajdujących się naprzeciwko szczelin. Zamiast tego tworzą wzór składający się z wielu pasków. Wzór ten powstaje elektron po elektronie, przez dłuższy czas.

Oto mamy zbiornik wody, w połowie przegrodzony ścianką, w której wycięto dwie szczeliny. Ekran i aparat fotograficzny możemy zastąpić detektorem wysokości fali, a gorący drut czymś, co generuje fale: na przykład ułożoną przy brzegu zbiornika deską, podłączoną do silnika, który rytmicznie kolejno zanurza ją i wyciąga z wody. Fale wywołane przez deskę będą przemieszczać się po powierzchni wody, dopóki nie dotrą do przegrody. Kiedy w nią uderzą, większość zaburzeń odbije się z powrotem, ale dwa niewielkie fragmenty fali przejdą przez szczeliny. Dwie nowe fale zaczną się rozchodzić od szczelin ku detektorowi wysokości fali. Zauważmy, że użyliśmy tu określenia „rozchodzić się”, gdyż fale nie będą po prostu poruszać się od szczelin po liniach prostych. Szczeliny zadziałają raczej jak źródła nowych fal, z których każda będzie się przemieszczać, tworząc coraz to większe półokręgi. Rysunek 2.4 pokazuje, co dokładnie nastąpi.



Rysunek 2.4. Widok z góry na fale rozchodzące się z dwóch punktów w zbiorniku wody (umieszczonych u góry rysunku). Dwie koliste fale nakładają się na siebie i interferują ze sobą. „Szprychy" odpowiadają obszarom, w których fale wzajemnie się znoszą. Woda pozostaje tam w spoczynku.

Szkic przedstawia zaskakujący obraz zachowania fal na wodzie. W pewnych obszarach, które, jak się wydaje, rozchodzą się od szczelin niczym szprychy w kole roweru, powierzchnia wody w ogóle nie jest zaburzona, podczas gdy w innych rytmicznie pojawiają się grzbiety i doliny fal. Analogia do wzoru zaobserwowanego przez Davissona, Germera i Thomsona jest uderzająca. W wypadku elektronów trafiających w ekran obszar, w których wykrywa się niewiele elektronów, odpowiadają tym miejscom w zbiorniku, gdzie powierzchnia wody pozostaje nieruchoma – wychodzącym na zewnątrz szprychom, wyraźnie widocznym na ilustracji.

Gdy przyglądamy się zbiornikowi, łatwo zrozumieć, skąd na obrazie biorą się szprychy. Powstają w wyniku mieszania się i łączenia wychodzących ze szczelin fal. Ponieważ fale mają grzbiety i doliny,

w miejscach, w których się spotykają, mogą się nawzajem dodawać lub odejmować. Jeśli w punkcie spotkania jedna z fal ma grzbiet, a druga dolinę, obie zniosą się i powierzchnia wody pozostanie płaska. Do innego punktu mogą dotrzeć fale o idealnie zsynchronizowanych grzbietach, które wzmocnią się, tworząc jeszcze większą falę. W każdym punkcie zbiornika odległości od szczelin będą nieco inne, co oznacza, że w niektórych znajdą się jednocześnie grzbiety fal, w innych grzbiet jednej fali i dolina drugiej, w większości zaś będziemy mieli do czynienia z mieszanką tych ekstremalnych sytuacji. W wyniku otrzymamy wzór naprzemiennych wzmocnień i wyciszeń: wzór interferencyjny.

W przeciwieństwie do układu fal na wodzie znacznie trudniej jest zrozumieć doświadczalnie zaobserwowany fakt, że elektrony układają się we wzór interferencyjny. Według Newtona i zgodnie ze zdrowym rozsądkiem elektrony wyłaniają się ze źródła, podróżują po liniach prostych ku szczelinom (gdyż nie działają na nie żadne siły – pamiętaj o pierwszej zasadzie dynamiki Newtona), przechodzą przez nie, być może ulegając lekkiemu odchyleniu, jeśli odbijają się od krawędzi szczeliny, a następnie poruszają się dalej po liniach prostych, dopóki nie uderzą w ekran. Takie zachowanie nie mogłoby jednak doprowadzić do powstania wzoru interferencyjnego – wygenerowałoby raczej dwa paski podobne do tych z rysunku 2.2. Moglibyśmy oczywiście przypuścić, że przechodzące przez szczeliny elektrony za pośrednictwem jakiegoś sprytnego mechanizmu wywierają na siebie siłę, odchylając się w wyniku tego od linii prostych. Takie założenie łatwo obalić, przygotowując eksperyment tak, by w danej chwili od źródła do ekranu leciał tylko pojedynczy elektron. Wtedy trzeba by dłużej czekać na wynik doświadczenia, ale na ekranie znów powoli zaczęłby się tworzyć wzór interferencyjny. Zdaje się to niezwykle zaskakujące – wzór składający się z naprzemiennych jasnych i ciemnych pasków charakteryzuje interferujące ze sobą fale, a jednak pojawia się i tu: elektron po elektronie, kropka po kropce. Próba wyobrażenia sobie, jak może się to odbywać, cząstka po cząstce wystrzeliwane jak miniaturowe pociski ku parze szczelin, budujące na ekranie wzór interferencyjny, stanowi świetne ćwiczenie myślowe. Ćwiczenie o tyle ciekawe, że nie

sposób sobie z nim poradzić; kilka godzin bezskutecznego łamania głowy przekona cię, że wzór składający się z kolejnych pasków jest po prostu niemożliwy. Czymkolwiek są uderzające w ekran cząstki, nie zachowują się jak „zwykłe" obiekty. Elektrony zdają się „interferować same z sobą". Stojące przed nami wyzwanie polega na zaproponowaniu teorii, która mogłaby to wyjaśnić.

Cała historia ma bardzo interesujący epilog, który pozwala nam lepiej zrozumieć intelektualne dylematy stawiane przed fizykami przez eksperyment z dwiema szczelinami. George Paget Thomson był synem J.J. Thomsona, który sam otrzymał Nagrodę Nobla za odkrycie elektronu w 1899 roku. J.J. Thomson wykazał, że elektron to cząstka, mająca pewien konkretny ładunek elektryczny i pewną konkretną masę; to maleńkie, przypominające punkt ziarno materii. Jego syn otrzymał Nagrodę Nobla za pokazanie, że elektron nie zachowuje się tak, jak oczekiwałby tego ojciec. Thomson senior nie mylił się, elektron naprawdę ma dobrze określoną masę i ładunek elektryczny, a za każdym razem, kiedy go obserwujemy, wygląda jak mały punkt materialny. Davisson, Germer i Thomson junior odkryli po prostu, że nie zawsze zachowuje się on idealnie tak jak zwykła cząstka. Co ważne, nie zachowuje się też tak jak fala, ponieważ wzór interferencyjny nie powstaje w wyniku gładkiego rozkładu energii, lecz raczej budują go liczne miniaturowe kropki. Detektory zawsze wykrywają pojedyncze, przypominające punkty elektrony Thomsona seniora.

Być może dostrzegasz już potrzebę zmierzenia się ze sposobem myślenia zaproponowanym przez Heisenberga. Obiekty, które obserwujemy, to cząstki, powinniśmy więc skonstruować teorię cząstek. Równocześnie nasza teoria musi potrafić przewidzieć pojawienie się wzoru interferencyjnego powstającego, w miarę jak elektrony, jeden po drugim, przechodzą przez szczeliny i uderzają w ekran. Szczegóły podróży elektronów od źródła przez szczeliny ku ekranowi nie są czymś, co umiemy obserwować, nie muszą więc odpowiadać żadnym codziennym zdroworozsądkowym regułom. W istocie nie ma w ogóle potrzeby, by mówić o „podróży" elektronów. Wystarczy, byśmy znaleźli teorię zdolną przewidzieć, że elektrony uderzają w ekran zgodnie z wzorem obserwowanym

w eksperymencie z dwiema szczelinami. Zajmiemy się tym w następnym rozdziale.

Aby nie wpaść w pułapkę myślenia choćby przez chwilę, że chodzi tu tylko o fascynujący aspekt mikrofizyki mający niewielki wpływ na świat w dużej skali, musimy powiedzieć, że jak się okaże, kwantowa teoria cząstek, którą rozwiniemy w celu wyjaśnienia wyników doświadczenia z dwiema szczelinami, wytłumaczy jednocześnie stabilność atomów, kolorowe światło emitowane przez pierwiastki oraz rozpady radioaktywne – wszystkie wielkie zagadki, nad którymi łamali sobie głowy uczeni na początku XX wieku. To, że nasze podejście opisuje zachowanie elektronów uwięzionych wewnątrz materii, pozwoli nam też zrozumieć działanie pewnie najistotniejszego wynalazku poprzedniego stulecia: tranzystora.

W ostatnim rozdziale naszej książki przyjrzymy się zaskakującemu zastosowaniu teorii kwantowej, będącym jednym z wspaniałych przykładów demonstrujących potęgę naukowego rozumowania. Najniezwyklejsze przewidywania teorii kwantowej objawiają się najczęściej przy analizie zachowań małych obiektów. Ponieważ jednak wielkie obiekty są zbudowane z małych, w pewnych okolicznościach fizyka kwantowa jest niezbędna, by wyjaśnić zaobserwowane własności jednych z najmasywniejszych ciał we Wszechświecie – gwiazd. Nasze Słońce toczy nieustanną walkę z grawitacją. Siła grawitacyjna działająca na powierzchni tej gazowej kuli o masie ponad trzysta tysięcy razy większej od Ziemi jest prawie dwadzieścia osiem razy większa od tej na powierzchni naszej planety. Stanowi to potężny czynnik, który mógłby doprowadzić Słońce do zapadnięcia się w sobie. Do takiego kolapsu nie dochodzi z uwagi na skierowane na zewnątrz ciśnienie powstające w wyniku reakcji termojądrowych zachodzących w samym sercu Słońca, gdzie w każdej sekundzie 600 milionów ton wodoru przekształca się w hel. Choć nasza gwiazda jest gigantyczna, spalanie paliwa z tak wielką intensywnością nie może pozostać bez konsekwencji. Pewnego dnia zapasy słonecznego paliwa się wyczerpią. Wówczas skierowane na zewnątrz ciśnienie zniknie i na powierzchni Słońca będzie działała wyłącznie potężna siła grawitacyjna. Wydaje się, że w takiej sytuacji

nic, co istnieje w przyrodzie, nie mogłoby powstrzymać katastrofalnego kolapsu.

Okazuje się jednak, że fizyka kwantowa wkracza na arenę, ratując sytuację. Gwiazdy ocalone w ten sposób przez efekty kwantowe nazywa się białymi karłami i pewnego dnia Słońce stanie się jednym z nich. Pod koniec naszej książki wykorzystamy zdobytą wiedzę o mechanice kwantowej, by wyznaczyć maksymalną możliwą masę białego karła. Po raz pierwszy obliczył ją w 1930 roku fizyk z Indii, Subrahmanyan Chandrasekhar, jest ona w przybliżeniu równa 1,4 masy Słońca. Co fascynujące, liczbę tę można wyznaczyć, posługując się wyłącznie masą protonu i wartościami trzech stałych przyrody, z którymi już się spotkaliśmy: stałej grawitacyjnej Newtona, prędkości światła i stałej Plancka.

Rozwój samej teorii kwantowej i pomiar tych czterech liczb mógłby się w zasadzie dokonać bez spoglądania w gwiazdy. Można wyobrazić sobie wyjątkowo agorafobiczną cywilizację zamieszkującą jaskinie położone głęboko pod powierzchnią jakiejś planety. Jej uczeni nie znaliby nawet koncepcji nieba, ale mogliby rozwinąć teorię kwantową, a wręcz, dla zabawy, obliczyć maksymalną masę wielkiej gazowej kuli. Wyobraźmy sobie, że pewnego dnia nieustraszony odkrywca postanawia po raz pierwszy w historii wyjść na powierzchnię planety i urzeczony wpatruje się w spektakl rozgrywający się przed jego oczyma: niebo pełne świateł, rozciągająca się od horyzontu po horyzont galaktyka z setkami miliardów gwiazd. Ten śmiałek przekonałby się, właśnie tak jak widzimy to my z naszego punktu obserwacyjnego na Ziemi, że wśród wielu blednących pozostałości umierających gwiazd nie ma ani jednej o masie przekraczającej granicę Chandrasekhara.

2 Opisany system przestaje być taki dziwaczny, kiedy przypomnimy sobie, że często używana, nawet dziś, jednostka mocy to koń mechaniczny.

3 Na tym samym pomyśle opierało się działanie dawnych telewizorów. Strumień elektronów generowany przez gorący drut skupiano w wiązkę, odchylaną następnie przez pole magnetyczne i docierającą do ekranu, który zaczynał się świecić w miejscu uderzenia.

3

Czym jest cząstka?

Nasze podejście do teorii kwantowej pochodzi od Richarda Feynmana, laureata Nagrody Nobla, grającego na bongosach nowojorczyka określanego przez swojego przyjaciela i współpracownika Freemana Dysona jako „na poły geniusz, na poły pajac". Dyson później zmienił zdanie: Feynmana należało raczej opisywać jako „stuprocentowego geniusza i stuprocentowego pajaca". Zdecydowaliśmy się wybrać właśnie to podejście w naszej książce, ponieważ zapewni nam dobrą zabawę, a przy tym prawdopodobnie najprostszą drogę do zrozumienia naszego kwantowego świata.

Oprócz odkrycia najprostszego sformułowania mechaniki kwantowej Richard Feynman jest też znany jako wspaniały nauczyciel, potrafiący przekazać swoje głębokie zrozumienie fizyki na stronach książki czy w sali wykładowej z niesamowitą jasnością i bez zbędnych ozdobników. W jego naturze leżało pogardliwe traktowanie tych, którzy starali się uczynić fizykę bardziej skomplikowaną, niż było to konieczne. Mimo to na początku swojej słynnej serii podręczników uniwersyteckich *Feynmana wykłady z fizyki* uważał za niezbędne uczciwe przedstawienie sprzecznej z intuicją natury teorii kwantowej. Cząstki subatomowe, napisał Feynman, „nie zachowują się jak fale, nie zachowują się jak cząstki, nie zachowują się jak chmury czy kule bilardowe, czy ciężarki na sprężynach, czy cokolwiek innego, z czym się kiedyś spotkaliście". Bierzemy się więc do zbudowania modelu opisującego dokładnie to, jak się zachowują.

Na samym początku założymy, że elementarne składniki natury to cząstki. Potwierdza to nie tylko eksperyment z podwójną szczeliną,

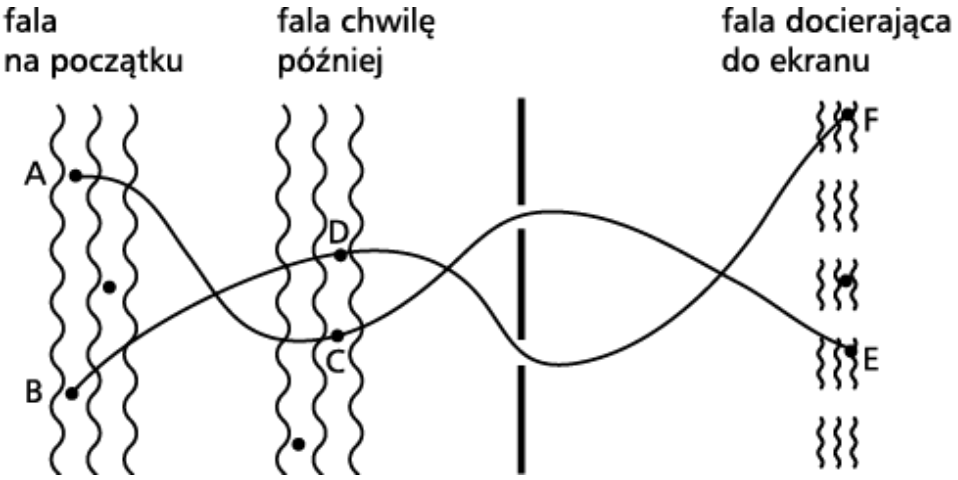
w którym elektrony zawsze uderzają w konkretne miejsca na ekranie, ale też wiele innych doświadczeń. W istocie nazwa „fizyka cząstek” ma głębokie uzasadnienie. Pytanie, na które musimy odpowiedzieć, brzmi: jak poruszają się cząstki? Oczywiście najprościej byłoby założyć, że tak jak chciał Newton, podróżują po eleganckich liniach prostych, zakrzywiających się, gdy na cząstkę działają jakieś siły. To jednak nie może być prawdą, ponieważ każde satysfakcjonujące wyjaśnienie eksperymentu z dwiema szczelinami wymaga uznania, że elektrony „interferują ze sobą”, gdy przechodzą przez szczeliny, a zatem muszą być w jakimś sensie rozproszone w przestrzeni. Wyzwanie polega więc na tym, by zbudować teorię punktowych cząstek, w której cząstki te byłyby jednocześnie rozproszone. Nie jest to zupełnie niemożliwe: uda się pod warunkiem, że pozwolimy pojedynczej cząstce *znajdować się w tej samej chwili w różnych miejscach*. Z pewnością nadal brzmi to jak coś niemożliwego, ale stwierdzenie, że cząstka powinna znajdować się w tej samej chwili w różnych miejscach, tak naprawdę jest zupełnie jasne i konkretne, choć może wydawać się głupie. Od tej chwili będziemy nazywać te sprzeczne z intuicją, rozproszone-a-jednak-punktowe cząstki cząstkami kwantowymi.

Kiedy przyjmiemy, że „cząstka może znajdować się w wielu miejscach naraz”, opuszczamy krainę naszych codziennych doświadczeń i wkraczamy na nieznane terytorium. Jedną z zasadniczych przeszkód przy próbach zrozumienia fizyki kwantowej jest zagubienie, jakie może wywołać taka refleksja. Aby tego uniknąć, powinniśmy pójść śladami Heisenberga i nauczyć się swobodnie obchodzić z wizjami świata sprzecznymi z namacalnymi obserwacjami. Brak takiej swobody może łatwo prowadzić do zagubienia i bardzo często osoby studiujące fizykę kwantową wciąż próbują zrozumieć to, co się w niej dzieje, przy użyciu zwykłych, codziennych koncepcji i terminów. Tak naprawdę do zagubienia prowadzi opór przed przyjęciem nowych idei, a nie jakaś wewnętrzna, niemożliwa do pokonania trudność zawarta w tych ideach. Prawdziwy świat po prostu nie zachowuje się w zwykły, codzienny sposób. Musimy więc podchodzić do nowości z otwartym umysłem i starać się nie dać zbić z tropu, jeśli będą się wydawać

dziwaczne. Szekspir miał rację, wkładając w usta Hamleta słowa: „Przyjmij je zatem i nie próbuj pojąć. Więcej jest rzeczy w niebie i na ziemi, niż się wydaje naszym filozofom, drogi Horacjo”[4].

Dobrym punktem wyjścia będzie dla nas uważne przemyślenie eksperymentu z dwiema szczelinami wykonywanego z falami na wodzie. Spróbujemy zrozumieć, jaka własność fal powoduje powstanie wzoru interferencyjnego. Potem musimy się postarać, by nasza teoria cząstek kwantowych potrafiła opisać analogiczne zachowanie, tak byśmy mogli wyjaśnić eksperyment z dwiema szczelinami dla elektronów.

Są dwa powody, dla których fale podróżujące przez szczeliny mogą ze sobą interferować. Pierwszy to fakt, że fala przechodzi *jednocześnie przez obie szczeliny*, tworząc nowe fale, które przemieszczają się dalej i mieszają ze sobą. To, że fale mogą się tak zachowywać, wydaje się oczywiste. Nie sprawia nam trudności wyobrażenie sobie pojedynczej, długiej fali na oceanie przybliżającej się do brzegu i rozbijającej o plażę. Chodzi przecież o ścianę wody, rozciągający się w przestrzeni, ruchomy obiekt. Musimy więc zdecydować, jak sprawić, by nasze kwantowe cząstki stały się „rozciągającymi się w przestrzeni, ruchomymi obiektami”. Drugi powód polega na tym, że dwie nowe fale, które wydostają się ze szczelin, mogą się przy spotkaniu dodawać bądź odejmować od siebie. Zdolność do wpływania na siebie wzajemnie jest niewątpliwie kluczowa w wyjaśnieniu wzoru interferencyjnego. W ekstremalnym przypadku grzbiet jednej fali spotyka się z doliną drugiej, w wyniku czego obie całkowicie się znoszą. Musimy więc dopuścić dla naszej kwantowej cząstki możliwość interferowania z samą sobą.



Rysunek 3.1. Opisująca elektron fala poruszająca się od źródła do ekranu oraz interpretacja tego ruchu jako przedstawiającego wszystkie możliwe sposoby, w jakie może poruszać się elektron. Ścieżki od A przez C do E i od B przez D do F ilustrują dwie z nieskończonej liczby trajektorii, po których podróżuje pojedynczy elektron.

Eksperyment z dwiema szczelinami łączy zachowanie elektronów z zachowaniem fal, spróbujmy więc pociągnąć analogię dalej. Przyjrzyj się rysunkowi 3.1, ignorując na razie linie łączące A z E i B z F, a koncentrując się na falach. Rysunek mógłby przedstawiać zbiornik z wodą, a faliste linie odpowiadałyby przesuwającej się od lewej do prawej przez zbiornik fali. Wyobraź sobie, że powierzchnię zbiornika sfotografowano tuż po tym, kiedy znajdująca się po lewej stronie deska została zanurzona, by wywołać falę. Zdjęcie pokazałoby nowo powstałą falę rozciągającą się przez całą wysokość rysunku. Woda w pozostałej części zbiornika pozostawałaby nieruchoma. Na kolejnym, wykonanym chwilę później zdjęciu byłoby widać falę przesuniętą w kierunku szczelin, zostawiającą za sobą płaską powierzchnię. Jeszcze później zobaczyliśmy, że fala przeszła przez dwie szczeliny i utworzyła składający się z pasków wzór interferencyjny reprezentowany przez faliste linie u prawego brzegu rysunku.

Przeczytajmy teraz jeszcze raz ostatni akapit, zastępując wszędzie „falę na powierzchni wody” „falą elektronową”, cokolwiek miałoby to oznaczać. Odpowiednio zinterpretowana, poruszająca się przez układ

eksperymentalny niczym zaburzenie na powierzchni wody, fala elektronowa może wyjaśnić wzór interferencyjny, którego genezę chcemy zrozumieć. Musimy jednak wytłumaczyć też, dlaczego w wypadku elektronów otrzymany wzór składa się z miniaturowych, pojawiających się jedna po drugiej kropek. Na pierwszy rzut oka wydaje się to sprzeczne z koncepcją gładkiej fali, ale tak naprawdę obie te idee daje się pogodzić. Klucz leży w zdaniu sobie sprawy z tego, że potrafimy zaproponować spójne wyjaśnienie, jeśli zinterpretujemy falę elektronową nie jako prawdziwe zaburzenie rozchodzące się w materiale (jak w wypadku fali w zbiorniku wodnym), ale raczej jako coś mówiącego nam, gdzie najprawdopodobniej możemy znaleźć konkretny elektron. Zauważ, że w ostatnim zdaniu napisaliśmy o konkretnym elektronie, ponieważ fala ma opisywać zachowanie pojedynczego elektronu – tylko tak możemy próbować wyjaśnić pojawianie się poszczególnych kropek. To fala elektronowa, a nie fala złożona z elektronów; musimy bardzo uważać, żeby nie popełnić podobnego błędu. Jeśli wyobrazimy sobie stan fali w pewnym określonym momencie, to chcemy myśleć o nim następująco: tam, gdzie fala jest największa, najprawdopodobniej zostanie odkryty elektron, a tam, gdzie jest ona najmniejsza, prawdopodobieństwo wykrycia elektronu będzie najmniejsze. Kiedy fala w końcu dociera do ekranu, pojawia się na nim miniaturowa plamka, informująca nas o tym, gdzie znajduje się elektron. Jedyne zadanie fali elektronowej to dostarczenie nam sposobu obliczenia prawdopodobieństwa tego, że elektron uderzy w ekran w jakimś konkretnym miejscu. Jeśli tylko nie będziemy się zastanawiać, czym tak naprawdę „jest” fala elektronowa, to wszystko staje się proste – kiedy już znamy falę, wiemy, gdzie najprawdopodobniej znajduje się elektron. Zabawa zaczyna się wtedy, gdy próbujemy zrozumieć, jakie konsekwencje takie podejście do fali elektronowej ma dla podróży elektronu od szczeliny do ekranu.

Zanim się do tego zabierzemy, warto, żebyś przeczytał powyższy akapit jeszcze raz, gdyż opisane w nim rozumowanie jest bardzo istotne. Nie sądzimy, by było oczywiste, a już na pewno nie jest zgodne z intuicją. Koncepcja „fali elektronowej” zawiera wszystkie elementy konieczne do wyjaśnienia zaobserwowanego

w eksperymentach wzoru interferencyjnego, ale opiera się na domyśle i nie wiemy wciąż, dokąd nas doprowadzi. Jako porządni fizycy powinniśmy systematycznie zbadać jej konsekwencje i sprawdzić, czy odpowiadają temu, co naprawdę dzieje się w przyrodzie.

Wróćmy teraz do rysunku 3.1. Nasza propozycja polegała na tym, by w każdym momencie elektron opisywała fala, tak jak w przykładzie fal na wodzie. W chwili początkowej fala elektronowa znajduje się po lewej od szczelin. Oznacza to, że elektron w pewnym sensie jest zlokalizowany gdzieś wewnątrz fali. Później fala przesunie się ku szczelinom, znów tak, jak było to w zbiorniku z wodą, a elektron będzie gdzieś tam, gdzie fala znalazła się w nowym momencie. Mówimy, że elektron „mógł być najpierw w A, a potem w C" albo „najpierw w B, a potem w D", albo „najpierw w A, a potem w D" i tak dalej. Zastanów się nad tymi stwierdzeniami i pomyśl potem o jeszcze późniejszym momencie, kiedy fala przeszła już przez szczeliny i dotarła do ekranu. Elektron można wtedy znaleźć w E albo na przykład w F. Krzywe, które narysowaliśmy, przedstawiają dwie możliwe ścieżki podróży elektronu od źródła przez szczeliny do ekranu. Mógł on przemieścić się z A przez C do E albo z B przez D do F. To tylko dwie z nieskończenie wielu ścieżek, po których mógł się poruszać.

Kluczowy fakt leży w tym, że nie ma sensu mówienie, iż „elektron mógł poruszać się wzdłuż każdej z tych ścieżek, ale tak naprawdę wybrał tylko jedną z nich". Jeśli stwierdzilibyśmy, że elektron podróżował po jednej konkretnej ścieżce, nie potrafilibyśmy wyjaśnić powstania wzoru interferencyjnego. Sytuacja wyglądałaby wtedy tak, jakbyśmy zablokowali jedną ze szczelin w doświadczeniu przeprowadzanym w zbiorniku z wodą. Aby otrzymać wzór interferencyjny, musimy dopuścić możliwość tego, że fala jednocześnie przejdzie przez obie szczeliny. Oznacza to, że musimy dopuścić wszystkie potencjalne ścieżki podróży elektronu od źródła do ekranu. Innymi słowy, kiedy powiedzieliśmy, że elektron znajduje się „gdzieś wewnątrz fali", mieliśmy tak naprawdę na myśli, iż jest on jednocześnie wszędzie wewnątrz fali! Musimy o tym myśleć właśnie w ten sposób, bo jeśli założylibyśmy, że elektron naprawdę znajduje

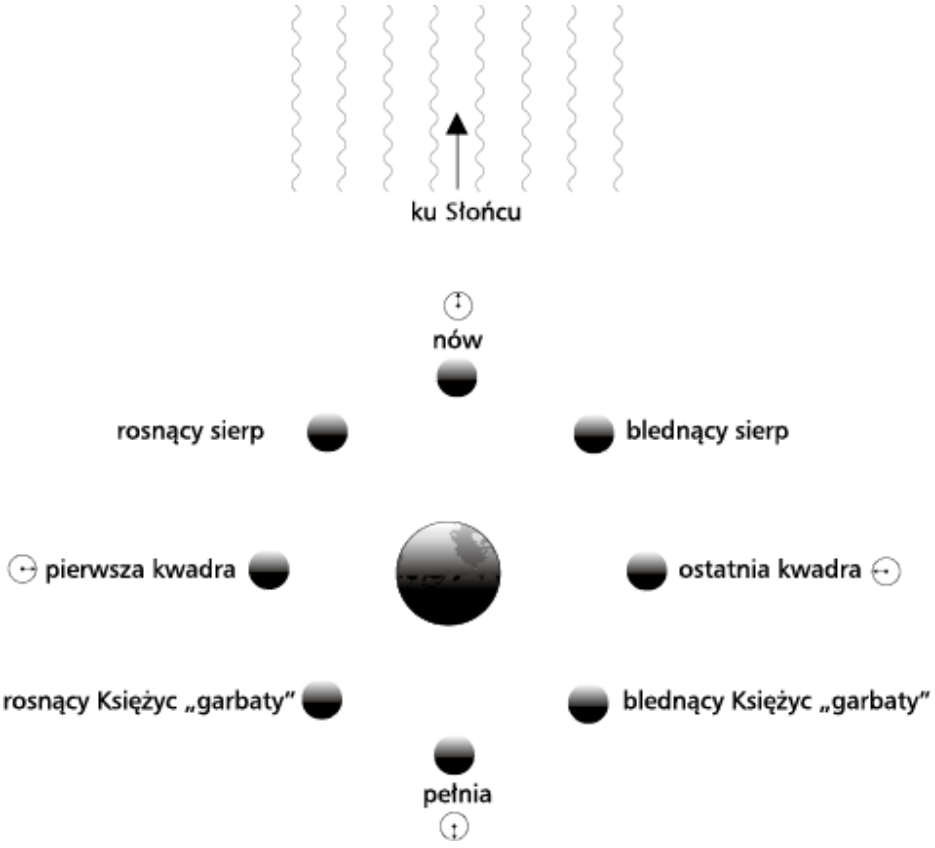
się w jakimś konkretnym punkcie, to fala nie rozciągałaby się w przestrzeni, stracilibyśmy analogię do fali na wodzie i nie potrafilibyśmy wyjaśnić powstania wzoru interferencyjnego.

I tym razem warto prześledzić powyższe rozumowanie ponownie, gdyż motywuje ono wiele koncepcji, którymi będziemy zajmować się dalej. Nie chodzi nam o jakąś sztuczkę, pozornie likwidującą problem: mówimy po prostu, że potrzebujemy opisać rozciągającą się w przestrzeni falę, która jest też punktowym elektronem, a jeden ze sposobów na uzyskanie takiego opisu to stwierdzenie, że elektron podróżuje między źródłem a ekranem jednocześnie po wszystkich możliwych ścieżkach.

Ostatnie zdanie sugeruje, że falę elektronową powinniśmy interpretować jako pojedynczy elektron poruszający się od źródła do ekranu po nieskończenie wielu różnych trajektoriach. Inaczej mówiąc, prawidłowa odpowiedź na pytanie: „Jak właściwie elektron dotarł do ekranu?" brzmi: „Pokonując nieskończenie wiele możliwych ścieżek, spośród których pewne prowadziły przez górną szczelinę, a pewne przez dolną". Rzecz jasna, elektron zdolny do wykonania czynności opisanych w ostatnim zdaniu nie jest zwykłą, znaną nam z codziennego życia cząstką. Właśnie to mamy na myśli, kiedy nazywamy go cząstką kwantową.

Skoro zdecydowaliśmy się na poszukiwanie opisu elektronu, który ma na wiele sposobów imitować zachowanie fal, musimy rozwinąć precyzyjniejszy sposób wypowiadania się o falach. Zaczniemy od dokładnego opisu tego, co dzieje się w zbiorniku z wodą, gdy dwie fale spotykają się, mieszają i interferują ze sobą. Aby go podać, musimy najpierw znaleźć poręczną metodę przedstawiania pozycji grzbietów i dolin w każdej fali. W żargonie technicznym mówi się o nich jako o fazach – nieformalnie stwierdzamy, że dwa obiekty są „zgodne w fazie", jeśli wzajemnie się w jakiś sposób wzmacniają, „niezgodne w fazie" zaś, jeśli się nawzajem znoszą. Tego samego słowa używamy do opisu Księżyca: w okresie trwającym mniej więcej 28 dni Księżyc przechodzi od nowiu do pełni i z powrotem, a podczas całego cyklu jego widocznej na niebie części tarczy na zmianę ubywa i przybywa. Pochodzi ono od greckiego *phasis*, oznaczającego pojawianie się i znikanie jakiegoś zjawiska astronomicznego.

Regularne pokazywanie się i chowanie jasnej powierzchni Księżyca najprawdopodobniej wpłynęło na dwudziestowieczne zastosowanie słowa „faza”, szczególnie w nauce, do opisu czegoś cyklicznego. Może nam to podpowiedzieć, jak znaleźć graficzną interpretację położeń grzbietów i dolin fal na wodzie.



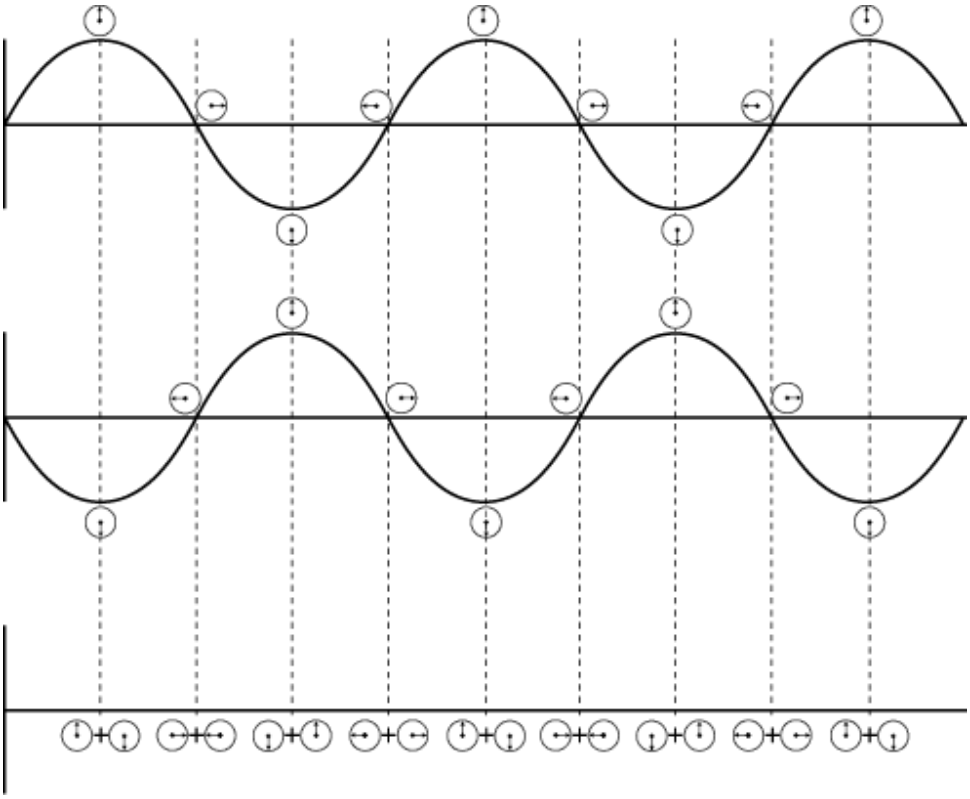
Rysunek 3.2. Fazy Księżyca

Przyjrzyj się rysunkowi 3.2. Jednym ze sposobów przedstawienia faz jest użycie zegara z pojedynczą, obracającą się na tarczy wskazówką. Pozwala nam to pokazać graficznie pełne 360 stopni możliwości: wskazówka może być skierowana na dwunastą, na trzecią, na dziewiątą i na wszystkie punkty pomiędzy tymi godzinami. W przykładzie z Księżycem możesz wyobrazić sobie nów odpowiadający wskazówce na dwunastej, rosnący sierp na wpół do drugiej, pierwszą kwadrę na trzeciej, rosnący „garbaty” Księżyc na wpół do piątej, pełnię na szóstej, i tak dalej. Staramy się teraz

wykorzystać coś abstrakcyjnego do opisu czegoś konkretnego: tarczę zegara do opisu faz Księżyca. Kiedy się tak umówimy, możemy potem narysować zegar z wskazówką skierowaną na dwunastą i od razu wiedziałbyś, że chodzi nam o nów. A nawet chociaż nie powiedzieliśmy tego bezpośrednio, domyśliłbyś się, że zegar z wskazówką skierowaną na piątą oznacza, iż zbliżamy się do pełni. Stosowanie abstrakcyjnych rysunków czy symboli do opisu rzeczywistych obiektów jest dla fizyki absolutnie fundamentalne – zasadniczo właśnie do tego fizycy używają matematyki. Wielka skuteczność takiego podejścia objawia się, gdy pozwala nam ono przekształcać abstrakcyjne rysunki zgodnie z ustalonymi regułami, tak by otrzymać na podstawie takich manipulacji solidne przewidywania dotyczące rzeczywistego świata. Jak się za chwilę przekonamy, tarcze zegarów umożliwią nam właśnie coś takiego, gdyż przy ich użyciu można śledzić względne położenia grzbietów i dolin fal. To z kolei pozwoli nam obliczyć, czy podczas spotkania fale zniosą się wzajemnie, czy wzmocnią.

Rysunek 3.3 pokazuje dwie fale na wodzie zatrzymane w pewnym momencie. Przedstawmy grzbiety fal jako zegary pokazujące dwunastą, a doliny – pokazujące szóstą. Możemy też wyobrazić sobie punkty fali znajdujące się pomiędzy grzbietami a dolinami jako zegary pokazujące pośrednie godziny, tak jak zrobiliśmy to dla faz Księżyca między pełnią a nowiem. Odległość między kolejnymi grzbietami czy dolinami to ważna liczba; nazywa się ją długością fali.

Dwie fale pokazane na rysunku 3.3 są niezgodne w fazie, co oznacza, że grzbiety pierwszej są ustawione równo z dolinami drugiej, i *vice versa*. Wobec tego nietrudno się zorientować, że całkowicie się skasują, gdy dodamy je do siebie. Zilustrowaliśmy to na dole rysunku, tam, gdzie widnieje „fala” całkowicie wypłaszczona. W języku zegarów oznacza to, że wszystkie te, które pokazują dwunastą dla górnej fali, odpowiadają jej grzbietom, są ustawione równo z tymi wszystkimi pokazującymi szóstą dla dolnej fali, odpowiadającymi jej dolinom. Ogólnie mówiąc, gdziekolwiek spojrzymy, zegary dla górnej fali wskazują w kierunku przeciwnym do tych dla dolnej.



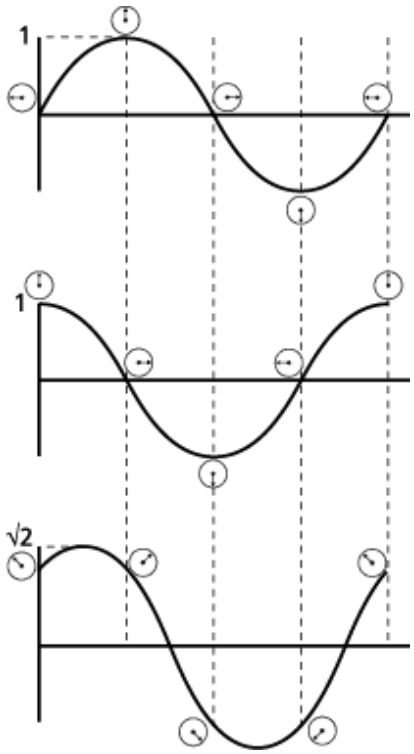
Rysunek 3.3. Dwie fale ułożone tak, że całkowicie się znoszą. Górna fala jest niezgodna w fazie z dolną, to znaczy grzbiety jednej układają się równo z dolinami drugiej. Kiedy dodamy te fale do siebie, wzajemnie się zniosą i zaburzenie całkowicie zniknie – tak jak pokazano to na dole rysunku, gdzie „fala" jest płaska.

Wykorzystywanie zegarów do opisu fal wydaje się na tym etapie zapewne przesadnym komplikowaniem spraw. Jeśli chcemy dodać do siebie dwie fale na powierzchni wody, wystarczy przecież dodać wysokości fal, a zegary nie są do tego w ogóle potrzebne. Ostatnie zdanie jest z pewnością prawdziwe dla fal w zbiorniku z wodą. Przekonasz się jednak, że nie chodzi tu o nasz kaprys, lecz za wprowadzeniem zegarów stoją poważne powody. Wkrótce okaże się, że dodatkowe możliwości, na jakie pozwala takie podejście, są niezbędne, gdy chcemy zająć się opisem cząstek kwantowych.

Mając to na uwadze, poświęcimy teraz trochę czasu na znalezienie ścisłej reguły dodawania zegarów do siebie. W przykładzie z rysunku 3.3 reguła ta musi doprowadzić do „skasowania się" obu zegarów

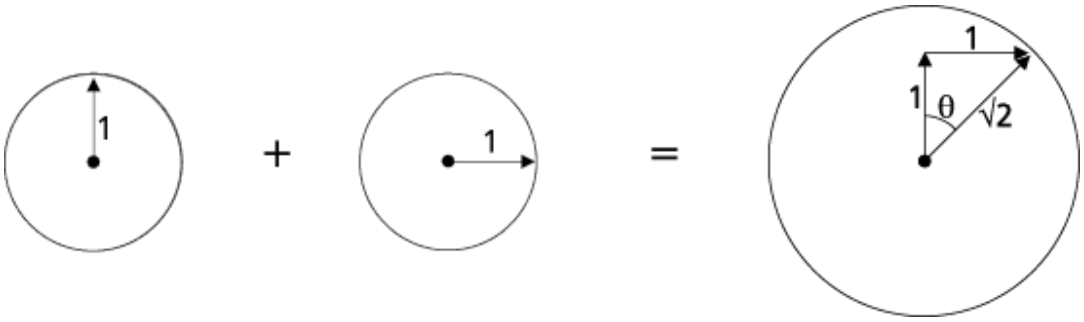
i zerowego wyniku: dwunasta kasuje szóstą, trzecia kasuje dziewiątą, i tak dalej. Takie idealne skasowanie się odpowiada oczywiście szczególnemu przypadkowi, w którym fale są w przeciwnych fazach. Poszukajmy ogólnej reguły działającej dla dodawania fal o dowolnym kształcie i ułożeniu względem siebie.

Rysunek 3.4 pokazuje dwie kolejne fale, tym razem ustawione inaczej, tak że jedna jest tylko lekko przesunięta względem drugiej. Znów oznaczyliśmy zegarami grzbiety, doliny i punkty pośrednie. Zegar pokazujący dwunastą dla górnej fali odpowiada zegarowi pokazującemu trzecią dla dolnej fali. Podamy teraz regułę pozwalającą nam dodać te dwa zegary do siebie. Polega ona na tym, że bierzemy obie wskazówki, przyczepiamy je do siebie (koniec jednej wskazówki do początku drugiej), a następnie uzupełniamy trójkąt, rysując nową wskazówkę łączącą ze sobą dwie poprzednie. Przedstawiliśmy ten przepis na rysunku 3.5. Nowa wskazówka będzie miała inną długość niż dwie poprzednie, i będzie też wskazywać w innym kierunku: mamy do czynienia z nową tarczą zegara, będącą sumą dwóch poprzednich.



Rysunek 3.4. Dwie fale lekko przesunięte względem siebie. Górna i środkowa fala dodane do siebie tworzą dolną falę.

Możemy teraz być dokładniejsi i wykorzystać prostą trygonometrię do obliczenia wyniku dodania do siebie jakichkolwiek dwóch konkretnych zegarów. Na rysunku 3.5 dodajemy do siebie zegar pokazujący dwunastą i ten pokazujący trzecią. Załóżmy, że początkowe wskazówki mają długość 1 cm (co odpowiada wysokości fali na wodzie w najwyższym punkcie równej 1 cm). Kiedy połączymy wskazówki, koniec jednej z początkiem drugiej, otrzymamy trójkąt prostokątny o bokach o długości 1 cm. Nowa wskazówka będzie miała długość równą długości trzeciego boku trójkąta – przeciwprostokątnej. Twierdzenie Pitagorasa mówi nam, że kwadrat długości przeciwprostokątnej jest równy sumie kwadratów długości pozostałych boków: $h^2 = x^2 + y^2$. Kiedy podstawimy znane nam liczby, otrzymamy $h^2 = 1^2 + 1^2 = 2$. Długość nowej wskazówki wynosi więc pierwiastek kwadratowy z dwóch, czyli w przybliżeniu 1,414 cm. W jakim kierunku będzie zwrócona nowa wskazówka? Aby odpowiedzieć na to pytanie, musimy wyznaczyć jeden z kątów w naszym trójkącie, na rysunku oznaczony przez θ. W szczególnym przypadku dwóch początkowych wskazówek o jednakowej długości, jednej pokazującej dwunastą, a drugiej trzecią, pewnie potrafisz to zrobić nawet bez wykorzystywania trygonometrii. Przeciwprostokątna jest niewątpliwie skierowana pod kątem 45°, nowy „czas” więc znajdzie się w połowie drogi między dwunastą a trzecią, czyli wpół do drugiej Przykład odpowiada oczywiście bardzo szczególnemu przypadkowi. Aby obliczenia były nieskomplikowane, wybraliśmy zegary, których wskazówki miały jednakową długość i leżały względem siebie pod kątem prostym. Niemniej powinno być jasne, że dla dowolnej pary zegarów można obliczyć wynik dodawania w postaci długości i kierunku pokazywanego przez otrzymaną wskazówkę.

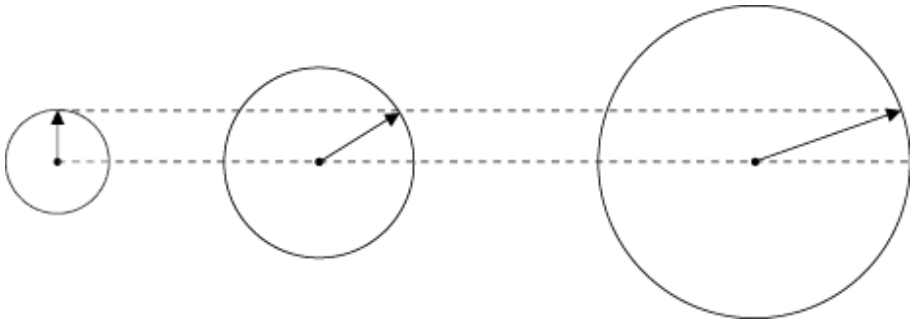


Rysunek 3.5. Reguła dodawania zegarów

Przyjrzyj się teraz znów rysunkowi 3.4. W każdym punkcie leżącym wzdłuż nowej fali możemy obliczyć jej wysokość, dodając do siebie zegary przy użyciu opisanej przed chwilą reguły i pytając, jaka część nowej wskazówki pokazuje dwunastą. Kiedy nowa wskazówka jest skierowana na dwunastą, odpowiedź jest oczywista – wysokość fali to po prostu długość wskazówki. Równie łatwo możemy podać odpowiedź w wypadku, gdy wskazówka jest skierowana na szóstą – fala ma wtedy w badanym punkcie dolinę o głębokości równej długości wskazówki. Żadnych kłopotów nie sprawi nam też sytuacja, w której zegar pokaże trzecią (albo dziewiątą) – wówczas wysokość fali to zero, gdyż wskazówka leży pod kątem prostym względem wskazującej dwunastą. Aby obliczyć wysokość fali opisywanej przez zupełnie dowolny zegar, powinniśmy pomnożyć długość wskazówki, *h*, przez cosinus kąta, jaki ta wskazówka tworzy wobec wskazującej dwunastą. Przykładowo kąt, jaki tworzy kierunek wskazujący trzecią z kierunkiem na dwunastą to 90°, a cosinus 90° jest równy zeru, co oznacza, że wysokość fali to zero. Kiedy zajmiemy się zegarem pokazującym wpół do drugiej, przekonamy się, że odpowiedni kąt to 45°, jego cosinus to około 0,707, a więc wysokość fali wynosi 0,707 razy długość wskazówki (zauważmy, że 0,707 to w przybliżeniu $1/\sqrt{2}$). Jeśli twoja wiedza o trygonometrii nie wystarcza, by zrozumieć ostatnich kilka zdań, niewiele stracisz, gdy po prostu pominiesz szczegóły rachunków. Ważna jest ogólna zasada, która mówi, że znając długość i kierunek wskazówki zegara, potrafimy obliczyć wysokość fali. Co więcej, nawet nie znając trygonometrii, możesz postarać się to zrobić, uważnie rysując wskazówki i rzutując

otrzymaną kreskę na kierunek pokazujący dwunastą przy użyciu linijki. (Chcemy przy tym wyraźnie stwierdzić, że nie polecamy takich metod żadnym uczniom czy studentom: sinusy i cosinusy są bardzo użyteczne i warto je zrozumieć).

Tak właśnie wygląda reguła dodawania do siebie zegarów. Jak możesz się przekonać, analizując dolną część rysunku 3.4, gdzie zastosowaliśmy ją kolejno do różnych leżących wzdłuż fal punktów, działa ona świetnie.



Rysunek 3.6. Trzy różne zegary dające ten sam wynik po zrzutowaniu na kierunek wskazujący dwunastą.

Przy tym opisie fal na powierzchni wody jedyne, co tak naprawdę ma znaczenie, to rzutowanie „czasu" na kierunek pokazujący dwunastą, odpowiadający pojedynczej liczbie: wysokości fali. Z tego powodu używanie zegarów do opisu fal na wodzie nie jest tak naprawdę niezbędne. Przyjrzyj się zegarom pokazanym na rysunku 3.6: wszystkie odpowiadają tej samej wysokości fali, a więc dostarczają nam równoważnych sposobów przedstawienia tej samej wysokości wody. Są to jednak niewątpliwie różne zegary i, jak się wkrótce przekonamy, różnice między nimi będą odgrywać rolę, gdy zaczniemy wykorzystywać je do opisu cząstek kwantowych. Wtedy długość wskazówki (czy też, inaczej mówiąc, wielkość zegara) zyska bardzo istotną interpretację.

W niektórych miejscach naszej książki, a zwłaszcza w tym momencie, prowadzimy bardzo abstrakcyjne rozważania. Aby nie doznać oszołomienia, powinniśmy więc mieć cały czas przed oczami całościowy obraz tego, co staramy się badać. Wyniki doświadczeń

Davissona, Germera i Thomsona oraz ich podobieństwo do zachowania fal na wodzie zainspirowały nas do zaproponowania ansatzu: przedstawienia cząstki jako fali, a fali jako zbioru wielu zegarów. Wyobrażamy sobie, że fala elektronowa rozchodzi się „tak jak fala na wodzie", ale nie wyjaśniliśmy szczegółowo odpowiadającego za to mechanizmu. Równocześnie nigdy też nie wyjaśniliśmy dokładnie, jak rozchodzi się fala w zbiorniku z wodą. Jedyne, co jest na razie istotne, to zrozumienie analogii do fal na wodzie oraz koncepcji, według której elektron jest w każdej chwili opisywany przez falę rozchodzącą się w przestrzeni i zdolną do interferencji tak samo jak fala na wodzie. W następnym rozdziale posuniemy się dalej, precyzyjniej przedstawiając ruch elektronu w miarę upływu czasu. Doprowadzi nas to do licznych cennych odkryć, między innymi do słynnej zasady nieoznaczoności Heisenberga.

Zanim jednak przejdziemy dalej, chcemy poświęcić jeszcze trochę czasu zegarom, za pomocą których będziemy przedstawiać fale elektronowe. Podkreślmy, że zegary te nie są w żadnym sensie rzeczywiste, a ich wskazówka nie ma nic wspólnego z porą dnia. Idea wykorzystywania zestawu małych zegarów do opisu prawdziwego zjawiska fizycznego nie jest tak dziwaczna, jak mogłoby się wydawać na pierwszy rzut oka. Fizycy używają podobnych technik do opisu wielu obiektów w przyrodzie, a chwilę wcześniej zobaczyliśmy, jak działają one w wypadku fal na wodzie.

Innym przykładem podobnie abstrakcyjnego podejścia jest opis temperatury w pokoju przy użyciu zestawu czy tablicy liczb. Liczby, podobnie jak i nasze zegary, nie są realnymi obiektami fizycznymi. Ich zbiór, w połączeniu z odpowiednim przyporządkowaniem do punktów w pokoju, stanowi jedynie wygodny sposób przedstawienia temperatury. Fizycy nazywają taką strukturę matematyczną polem. Pole temperatury to po prostu tablica liczb, po jednej dla każdego punktu. W wypadku cząstki kwantowej pole ma bardziej skomplikowany charakter – w każdym punkcie potrzebujemy nie jednej liczby, ale tarczy zegara. Odpowiednie pole nazywa się zwykle funkcją falową cząstki. Fakt, że dla funkcji falowej potrzebujemy zestawu zegarów, a dla temperatury czy fali na wodzie wystarczyłyby

zwykłe liczby, sprawia, iż te sytuacje istotnie się od siebie różnią. W żargonie fizyków mówi się, że różnica polega na tym, iż funkcja falowa to „pole zespolone", a temperatura czy fale na wodzie stanowią „pola rzeczywiste". Nie będziemy potrzebować tej terminologii, gdyż ograniczymy się do używania tarcz zegarów[5].

Nie powinniśmy się niepokoić tym, że w odróżnieniu od pola temperatury funkcji falowej nie potrafimy bezpośrednio wyczuć. To, że nie daje się go dotknąć, zobaczyć czy powąchać, nie ma żadnego znaczenia. Nie posunęlibyśmy się zbyt daleko jako fizycy, gdybyśmy zdecydowali, że w opisie Wszechświata należy się ograniczyć tylko do tych obiektów, które można zaobserwować bezpośrednio naszymi zmysłami.

Kiedy omawialiśmy eksperyment z dwiema szczelinami dla elektronów, powiedzieliśmy, że fala elektronowa jest największa tam, gdzie najprawdopodobniej znajduje się elektron. Taka interpretacja pozwoliła nam wyjaśnić, jak zbudowany z pasków wzór interferencyjny powstaje z kolejnych kropek w miarę docierania elektronów do ekranu. To ogólne stwierdzenie nie wystarcza do tego, czym chcemy zająć się teraz. Próbujemy się bowiem dowiedzieć, z jakim prawdopodobieństwem znajdziemy elektron w danym punkcie – i potrzebujemy do tego konkretnej liczby. Do tego właśnie konieczne są zegary, gdyż prawdopodobieństwo, które chcemy obliczyć, nie jest po prostu wysokością fali. Prawdopodobieństwo tego, że cząstka znajduje się w punkcie opisywanym przez pewien zegar, należy interpretować jako *kwadrat* długości wskazówki tego zegara. To dlatego wymagaliśmy dodatkowej swobody, jaką dały nam zegary, a na którą nie pozwoliłyby zwykłe liczby. Interpretacja ta nie wydaje się w żaden sposób oczywista i nie możemy podać żadnego dobrego wyjaśnienia jej poprawności. W ostatecznym rachunku wiemy, że jest poprawna, gdyż prowadzi do przewidywań zgodnych z danymi uzyskiwanymi w eksperymentach. Problem interpretacji funkcji falowej budził wiele kontrowersji wśród wczesnych badaczy teorii kwantowej.

Funkcja falowa (czyli nasz zbiór zegarów) została wprowadzona do teorii kwantowej w cyklu artykułów opublikowanych w 1926 roku przez austriackiego fizyka Erwina Schrödingera. Jeden z nich,

pochodzący z 21 czerwca, zawiera równanie, które powinno być wyryte w pamięci każdego studenta fizyki. Jest ono rzecz jasna znane jako równanie Schrödingera:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi = \hat{H}\Psi$$

Grecki symbol Ψ (czytany „psi") oznacza tu funkcję falową, a równanie Schrödingera opisuje, jak zmienia się ona w miarę upływu czasu. Szczegóły nie są z naszego punktu widzenia istotne, gdyż w tej książce będziemy się opierać na podejściu innym od zaproponowanego przez Schrödingera. Co ciekawe jednak, choć Schrödinger zapisał właściwe równanie, to początkowo źle je interpretował. To Max Born, jako dojrzały czterdziestotrzylatek będący jednym z najstarszych fizyków zajmujących się w 1926 roku teorią kwantową, podał poprawną interpretację funkcji falowej w artykule wysłanym do czasopisma zaledwie cztery dni po ukazaniu się pracy Schrödingera. Wspominamy tu wiek Borna, gdyż w połowie lat dwudziestych ubiegłego stulecia teoria kwantowa z uwagi na młody wiek większości jej twórców zyskała przydomek *Knabenphysik* – „fizyki chłopców". W 1925 roku Heisenberg miał dwadzieścia trzy lata, Wolfgang Pauli, którego słynną regułę wykluczania poznamy w kolejnych rozdziałach, zaledwie dwadzieścia dwa, podobnie jak Paul Dirac, brytyjski fizyk, który jako pierwszy zapisał poprawne równanie opisujące elektron. Często twierdzi się, że młodość pozwoliła im uwolnić się od starych schematów myślenia i w pełni zaakceptować nową, radykalnie inną wizję świata przedstawianą przez teorię kwantową. Schrödinger jako trzydziestoośmiolatek był w tym towarzystwie jednym z seniorów i trzeba przyznać, że nigdy nie czuł się w pełni swobodnie, gdy chodziło o teorię, w której powstaniu odegrał tak fundamentalną rolę.

Radykalna interpretacja funkcji falowej zaproponowana przez Borna (za co otrzymał on Nagrodę Nobla z fizyki w 1954 roku) mówiła, że kwadrat długości wskazówki w danym punkcie

odpowiada prawdopodobieństwu znalezienia tam cząstki. Jeśli na przykład wskazówka umieszczonego w jakimś punkcie zegara ma długość 0,1, to odpowiedni kwadrat jest równy 0,01. Oznacza to, że prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w tym miejscu wynosi 0,01, czyli jedną setną. Możesz zapytać, dlaczego Born po prostu nie podniósł do kwadratu całych zegarów, tak by wskazówka z ostatniego przykładu po prostu miała długość 0,01. Takie rozwiązanie zwyczajnie by nie zadziałało, gdyż kiedy chcemy wziąć pod uwagę interferencję, musimy przygotować się na dodawanie zegarów do siebie, a dodanie powiedzmy 0,01 do 0,01 (prowadzące do wyniku 0,02) nie jest tym samym co dodanie do siebie 0,1 i 0,1, a następnie podniesienie wyniku do kwadratu (co daje 0,04).

Tę kluczową dla teorii kwantowej ideę możemy też zilustrować na innym przykładzie. Wyobraź sobie, że robisz coś z cząstką opisywaną przez zestaw zegarów, a jednocześnie masz do dyspozycji urządzenie zdolne do mierzenia położeń cząstek. Łatwo wymyślić (choć pewnie trudniej zbudować) mechanizm wyglądający jak małe pudełeczko, które potrafilibyśmy błyskawicznie rozłożyć w dowolnym obszarze przestrzeni. Skoro teoria mówi nam, że prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w pewnym punkcie wynosi 0,01 (ponieważ wskazówka zegara ma w tym punkcie długość 0,1), to kiedy postawimy w tym punkcie pudełeczko, mamy jedną szansę na sto, że później znajdziemy w nim cząstkę. Oznacza to, że najpewniej nic w nim potem nie będzie. Jeśli jednak potrafimy przygotować znów układ eksperymentalny tak, by opisywał go ten sam zestaw zegarów, to możemy powtórzyć doświadczenie tyle razy, ile tylko się nam spodoba. W takiej sytuacji należy się spodziewać, że na sto razy, kiedy zajrzymy do pudełeczka, pewnie raz znajdziemy w środku cząstkę – a pozostałe dziewięćdziesiąt dziewięć razy będzie ono puste.

Interpretacja kwadratu długości wskazówki jako prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w danym punkcie nie jest szczególnie trudna do zrozumienia, ale może się wydawać, że wyciągnęliśmy ją (a dokładniej mówiąc, wyciągnął ją Max Born) jak królika z kapelusza. Faktycznie z historycznego punktu widzenia do pewnego stopnia tak było i niektórym sławnym fizykom, między

innymi Einsteinowi i Schrödingerowi, zaakceptowanie jej przychodziło z wielkim trudem. Kiedy Dirac pięćdziesiąt lat później wspominał lato 1926 roku, napisał: „Problem podania właściwej interpretacji okazał się zdecydowanie trudniejszy niż problem znalezienia poprawnych równań". Warto przypomnieć, że pomimo tych komplikacji już przed końcem 1926 roku jedna z wielkich zagadek dziewiętnastowiecznej fizyki, widmo światła emitowanego przez atom wodoru, została rozwiązana dzięki zastosowaniu równań zarówno Heisenberga, jak i Schrödingera (Dirac wkrótce potem udowodnił, że oba te podejścia są we wszystkich przypadkach w pełni równoważne).

Einstein wyraził swój sprzeciw wobec probabilistycznej natury mechaniki kwantowej w słynnym liście do Borna z grudnia 1926 roku. „Teoria mówi o wielu sprawach, ale nie przybliża nas tak naprawdę do zrozumienia tajemnicy «staruszka». Ja w każdym razie jestem przekonany, że *On* nie gra w kości". Problem leżał w tym, że do tamtej pory fizyka była całkowicie deterministyczna. Oczywiście koncepcja prawdopodobieństw nie jest związana wyłącznie z teorią kwantową. Używa się jej regularnie w rozmaitych sytuacjach, od zakładów na wyścigach konnych do naukowych podstaw termodynamiki, na których w istotnym stopniu opierała się wiktoriańska inżynieria. Powodem występowania losowości był jednak wcześniej zawsze po prostu brak wiedzy o jakimś aspekcie badanego świata, a nie coś bardziej zasadniczego. Pomyśl o rzucaniu monetą – matce wszystkich gier losowych. Wszyscy wiemy, jak wyglądają w tym wypadku prawdopodobieństwa. Jeśli rzucimy monetą 100 razy, to spodziewamy się, że średnio 50 razy wypadnie reszka, a 50 razy orzeł. Przed teorią kwantową musieliśmy twierdzić, że jeśli wiedzielibyśmy zupełnie wszystko o monecie – znalibyśmy dokładny sposób, w jaki podrzuciliśmy ją do góry, siłę grawitacji, szczegółowe dane dotyczące miniaturowych podmuchów powietrza przemieszczających się po pokoju, temperaturę itd. – to *w teorii* moglibyśmy przewidzieć, czy w danym rzucie wypadnie reszka czy orzeł. Pojawienie się w tym kontekście prawdopodobieństw jest więc konsekwencją naszego braku wiedzy o układzie, a nie jakąś naturalną własnością tego układu.

Prawdopodobieństwa w teorii kwantowej są zupełnie inne: odgrywają fundamentalną rolę. Nie chodzi o to, że potrafimy przewidzieć wyłącznie prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w danym punkcie, bo brakuje nam wiedzy. *Nawet w teorii* nie możemy z pewnością określić, gdzie będzie cząstka. To, co umiemy wyznaczyć ze stuprocentową precyzją, to prawdopodobieństwo, że znajdzie się ona w danej chwili w danym punkcie. Co więcej, potrafimy też określić ze stuprocentową precyzją, jak prawdopodobieństwo to zmienia się w miarę upływu czasu. Born wyraził to pięknie w 1926 roku: „Ruchem cząstek rządzą prawa probabilistyczne, ale same prawdopodobieństwa ewoluują w czasie w sposób deterministyczny". Konkretny opis tej sytuacji zapewnia równanie Schrödingera: pozwala nam ono dokładnie obliczyć, jak będzie wyglądać funkcja falowa w jakiejś chwili w przyszłości, pod warunkiem że wiemy, jak wygląda ona teraz. Pod tym względem przypomina prawa Newtona. Różnica polega na tym, że o ile prawa Newtona umożliwiają obliczenie położeń i prędkości cząstek w dowolnym momencie w przyszłości, o tyle mechanika kwantowa pozwala nam wyłącznie obliczyć prawdopodobieństwo, że znajdziemy je wtedy w danym punkcie.

Ta konieczność rezygnacji z możliwości przewidywania dręczyła Einsteina i wielu innych fizyków. Z perspektywy ponad osiemdziesięciu lat, po zdobyciu licznych nowych informacji i pogłębieniu rozumienia problemu, cała debata może się wydawać niepotrzebna i łatwo podsumować ją, stwierdzając, że Born, Heisenberg, Pauli, Dirac i inni mieli rację, a Einstein, Schrödinger i cała reszta starej gwardii się mylili. W latach dwudziestych XX wieku z pewnością jednak wchodziła w grę możliwość, że teoria kwantowa jest w jakiś sposób niekompletna, a prawdopodobieństwa pojawiają się, tak jak w termodynamice czy przy rzutach monetą, wyłącznie dlatego, że brakuje nam pewnych informacji o cząstkach. Obecnie trudno obronić taki punkt widzenia – postęp teoretyczny i eksperymentalny wskazuje na to, że przyroda naprawdę korzysta z losowości i utrata pewności przewidywań położeń cząstek jest naturalną, nieodłączną cechą fizycznego świata: najlepsze, na co możemy liczyć, to prawdopodobieństwa.

4 Tłumaczenie: Stanisław Barańczak.

5 Ci z was, którzy znają się na matematyce, mogą po prostu zastąpić używane przez nas słowa w następujący sposób: „zegar” „liczbą zespoloną”, „wielkość zegara” „modułem liczby zespolonej”, a „kierunek wskazówki” „fazą” czy „argumentem liczby zespolonej”. Reguła dodawania zegarów to po prostu reguła dodawania liczb zespolonych.

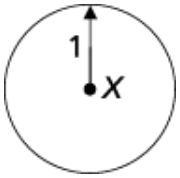
4

Wszystko, co może się zdarzyć, zdarza się

Przygotowaliśmy już ogólną strukturę, w której ramach możemy szczegółowo badać teorię kwantową. Podstawowa idea jest technicznie bardzo prosta, ale jednocześnie zaskakująca – nakazuje nam zmierzyć się z uprzedzeniami dotyczącymi tego, jak wygląda świat. Stwierdziliśmy, że cząstkę można przedstawić za pomocą zbiorowiska rozsianych w przestrzeni małych zegarów, a długość wskazówki każdego z nich (podniesiona do kwadratu) ma odpowiadać prawdopodobieństwu, iż cząstka zostanie znaleziona właśnie w tym punkcie. Zegary nie są tu najistotniejsze – stanowią po prostu matematyczne narzędzie, którego będziemy używać, by śledzić prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w różnych miejscach. Podaliśmy też regułę dodawania zegarów, konieczną, by wyjaśnić zjawisko interferencji. Została nam jeszcze jedna sprawa – musimy poszukać zasady, która powie nam, jak zegary zmieniają się w miarę upływu czasu. Zastąpi ona pierwszą zasadę dynamiki Newtona, gdyż pozwoli nam przewidzieć, co stanie się z cząstką, gdy zostawimy ją w spokoju. Zacznijmy od początku. Wyobraźmy sobie pojedynczą cząstkę umieszczoną w jakimś konkretnym punkcie.

Wiemy już, jak przedstawić cząstkę znajdującą się w konkretnym punkcie – pokazaliśmy to na rysunku 4.1. W punkcie, o który nam chodzi, będzie pojedynczy zegar ze wskazówką o długości 1 (1 podniesione do kwadratu to 1, co oznacza, że prawdopodobieństwo znalezienia tam cząstki wynosi 1, czyli 100 procent). Załóżmy, że wskazówka pokazuje dwunastą, choć ten wybór nie ma na razie

żadnego znaczenia. Jeśli interesuje nas prawdopodobieństwo, kierunek wskazówki może być dowolny, ale od czegoś musimy zacząć, i zegar wskazujący dwunastą jest w tym celu równie dobry jak każdy inny. Pytanie, na które chcemy odpowiedzieć, brzmi następująco: jakie jest prawdopodobieństwo, że w pewnej chwili w przyszłości cząstka znajdzie się w jakimś innym danym punkcie? Inaczej mówiąc, jak wiele zegarów musimy narysować i gdzie dokładnie je umieścić, by opisać cząstkę chwilę później? Dla Izaaka Newtona takie pytanie byłoby bardzo nudne: jeśli umieścimy gdzieś cząstkę i nic z nią nie będziemy robić, to pozostanie ona w tym samym miejscu. Przyroda jednak oznajmia nam kategorycznie, że takie stwierdzenie jest błędne. Tak naprawdę Newton kompletnie się mylił.



Rysunek 4.1. Pojedynczy zegar przedstawiający cząstkę, która ze stuprocentową pewnością znajduje się w pewnym konkretnym punkcie w przestrzeni

Prawidłowa odpowiedź brzmi: *chwilę później cząstka może się znaleźć w dowolnym punkcie we Wszechświecie*. Oznacza to, że musimy narysować nieskończenie wiele zegarów, po jednym dla każdego punktu przestrzeni, jaki tylko przyjdzie nam do głowy. Ostatnie zdanie warto przeczytać kilkanaście razy. Pewnie przyda się też, byśmy powiedzieli na ich temat coś więcej.

Dopuszczenie tego, że cząstka może się znaleźć w każdym miejscu, jest równoważne niezakładaniu niczego o jej ruchu. Takie podejście ma prawdziwie uniwersalny charakter i niesie w sobie pewien ascetyczny urok[6], chociaż trzeba przyznać, że na pozór kłóci się ze zdrowym rozsądkiem i może nawet z prawami fizyki.

Zegar reprezentuje coś ściśle określonego – prawdopodobieństwo, że cząstka znajdzie się w punkcie, który mu odpowiada. Jeśli wiemy,

że cząstka znajduje się w jakimś konkretnym miejscu w danej chwili, przedstawiamy ją za pomocą pojedynczego umieszczonego w tym miejscu zegara. Nasze nowe stwierdzenie mówi, że jeśli w czasie zero zaczniemy od cząstki położonej w dobrze określonym punkcie, to w czasie „zero plus maleńki kawałek" powinniśmy narysować olbrzymi, w istocie nieskończony zbiór nowych zegarów, wypełniający cały Wszechświat. Dopuszcza to możliwość, że cząstka natychmiast przeskakuje *do każdego innego miejsca i do wszystkich takich miejsc naraz*. Jednocześnie znajdzie się w odległości nanometra od punktu startowego i w odległości miliardów lat świetlnych, w sercu leżącej w odległej galaktyce gwiazdy. Z typową dla mieszkańców północnej Anglii prostolinijnością możemy oznajmić, że jest to zwyczajnie idiotyczne. Trzeba jednak jasno stwierdzić: budowana przez nas teoria musi być zdolna do wyjaśnienia eksperymentu z dwiema szczelinami i tak samo jak po zanurzeniu palca w wodzie po powierzchni zbiornika zaczyna się rozchodzić fala, tak i elektron początkowo umieszczony w jakimś punkcie musi się w miarę upływu czasu „rozpłynąć" w przestrzeni. Teraz powinniśmy ustalić, jak właściwie się to odbywa.

Zauważmy, że nasza propozycja zakłada, iż fala elektronowa, w odróżnieniu od fali na wodzie, rozchodzi się, momentalnie wypełniając cały Wszechświat. Z technicznego punktu widzenia reguła propagacji cząstek musi się więc różnić od reguły opisującej propagację fal na powierzchni wody, choć obie są opisywane pewnym „równaniem falowym". Równanie dla fal na wodzie różni się od równania dla fal cząstkowych (to ostatnie to słynne równanie Schrödingera wspomniane w poprzednim rozdziale), ale obydwa wiążą się z fizyką fal. Odmienność leży w szczegółach tego, jak odpowiednie zaburzenia rozchodzą się w przestrzeni. Być może wiesz nieco o Einsteinowskiej szczególnej teorii względności i czujesz się zaniepokojony, kiedy mówimy o cząstce przeskakującej natychmiast na drugi koniec Wszechświata, ponieważ zdaje się to odpowiadać jakimś obiektom podróżującym z prędkością większą od prędkości światła. Tak naprawdę to, że cząstka może być w danej chwili w pewnym miejscu, a moment później gdzieś bardzo, bardzo daleko, nie jest samo w sobie sprzeczne z teorią Einsteina, gdyż dokładna

wersja odpowiedniego twierdzenia zakazuje *informacji* podróżowania z prędkością większą od prędkości światła. Teoria kwantowa respektuje ten zakaz. Jak się przekonamy, dynamika odpowiadająca cząstce skaczącej po całym Wszechświecie jest krańcowo różna od transferu informacji – po prostu wcześniej nie wiemy, gdzie dokładnie wyląduje cząstka. Może się wydawać, że budujemy teorię opartą na całkowitej anarchii, i pewnie martwi cię to, iż obserwowana przez nas przyroda w żadnym razie nie wygląda na równie chaotyczną. Jak zobaczymy jednak w dalszej części książki, postrzegany przez nas porządek naprawdę bierze się z takiego absurdalnego, fantastycznego zachowania.

Jeśli trudno ci zaakceptować tak anarchiczne stwierdzenia – każące nam wypełnić cały Wszechświat zegarami w celu opisu zachowania pojedynczej cząstki subatomowej w miniaturowym odstępie czasu – to jesteś w wyśmienitym towarzystwie. Odkrywanie tajemnic teorii kwantowej i próby interpretacji rządzących nią mechanizmów wprowadzają każdego w zakłopotanie. Niels Bohr napisał słynne słowa: „Ci, których mechanika kwantowa nie zaszokowała, gdy pierwszy raz się z nią zetknęli, z całą pewnością jej nie zrozumieli", a Richard Feynman we wstępie do trzeciego tomu *Feynmana wykładów z fizyki* stwierdził: „Myślę, że spokojnie można uznać, iż mechaniki kwantowej nie rozumie nikt". Na szczęście stosowanie reguł kwantowych jest znacznie prostsze niż wyobrażanie sobie, co dokładnie oznaczają. Umiejętność badania logicznych konsekwencji pewnego zestawu założeń bez spędzania zbyt długiego czasu na analizie ich aspektów filozoficznych stanowi jedno z podstawowych narzędzi, którymi posługują się fizycy. Wszystko to świetnie odpowiada podejściu Heisenberga: ustalmy pewne początkowe założenia i obliczmy, co z nich wynika. Jeśli otrzymamy zbiór przewidywań, które zgadzają się z faktycznymi obserwacjami otaczającego nas świata, powinniśmy zaakceptować teorię jako poprawną.

Wiele problemów jest zbyt skomplikowanych, by rozwiązać je za jednym zamachem, i głębokie zrozumienie rzadko wiąże się z momentami wołania „eureka". Klucz leży zwykle w tym, by zrozumieć każdy mały kroczek rozumowania, a wtedy albo po

pewnej liczbie kroków pojawi się ogólna wizja, albo zorientujemy się, że nie tędy droga i trzeba zacząć wszystko jeszcze raz. Małe kroczki, które przedstawiliśmy na razie, nie są specjalnie trudne, ale ogólna idea, mówiąca, że mamy zastąpić pojedynczy zegar, od którego zaczęliśmy, nieskończoną ich liczbą, z pewnością może się wydawać skomplikowana, zwłaszcza jeśli wyobrazimy sobie rysowanie wszystkich z nich. Parafrazując Woody'ego Allena, należy przyznać, że wieczność to bardzo długi okres, zwłaszcza pod koniec. Radzimy jednak, byś nie panikował czy rezygnował z dalszej lektury – nieskończoność można do pewnego stopnia traktować jak szczegół techniczny. Naszym kolejnym zadaniem będzie podanie reguły, która określi, jak wszystkie te zegary powinny wyglądać jakiś czas po tym, kiedy umieściliśmy cząstkę w pewnym konkretnym punkcie.

Reguła, której szukamy, jest jedną z dwóch podstawowych zasad teorii kwantowej. Drugą będziemy musieli sformułować dopiero wtedy, gdy zaczniemy rozważać możliwość, że Wszechświat zawiera więcej niż tylko jedną cząstkę. Zacznijmy powoli, skupiając się na pojedynczej cząstce, samotnej we Wszechświecie. Nikt nie będzie nas mógł wtedy sensownie oskarżyć o to, że zabieramy się do sprawy zbyt gwałtownie. Założymy też, że w pewnym momencie wiemy, gdzie dokładnie znajduje się nasza cząstka, a więc że opisuje ją wtedy pojedynczy, samotny zegar. Konkretne zadanie, jakie przed nami stoi, to podanie reguły określającej, jak każdy z nowych zegarów rozsianych po Wszechświecie powinien wyglądać w dowolnej chwili w przyszłości.

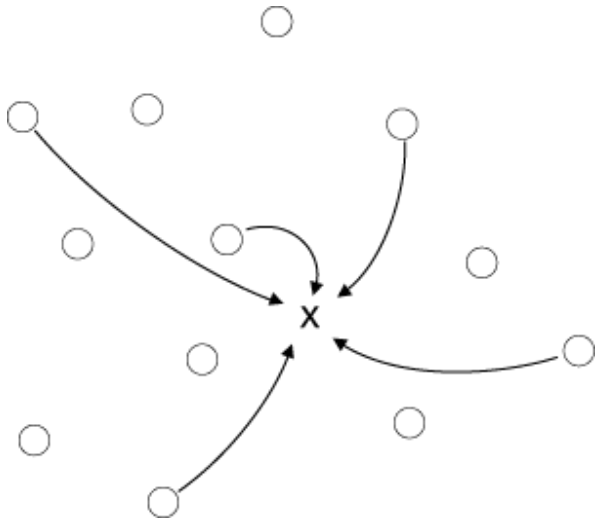
Na początku podamy tę regułę bez żadnego uzasadnienia. Kilka akapitów dalej wrócimy do omówienia, dlaczego wygląda ona tak, a nie inaczej, ale na razie należy ją traktować po prostu jako element zasad gry. Oto i ona: w chwili t w przyszłości zegar odległy o x od początkowego zegara ma wskazówkę obróconą w kierunku przeciwnym do zwykłego ruchu wskazówek zegara o kąt proporcjonalny do x^2. Kąt obrotu jest też proporcjonalny do masy cząstki m i odwrotnie proporcjonalny do czasu t. Używając symboli, powiedzielibyśmy, że musimy przekręcić wskazówkę w kierunku przeciwnym do zwykłego ruchu wskazówek zegara o kąt proporcjonalny do mx^2/t. W prostych słowach oznacza to, że obrót

jest tym większy, im cząstka jest masywniejsza, tym większy, im dalej zegar znajduje się od punktu wyjścia i tym mniejszy, im większy jest przedział czasu dzielący dwie interesujące nas chwile. Ten algorytm – czy też przepis – mówi nam dokładnie, co mamy zrobić, by ustalić, jak dany układ zegarów będzie wyglądał w jakimś momencie w przyszłości. W każdym punkcie Wszechświata należy narysować nowy zegar o wskazówce obróconej o kąt wyznaczony zgodnie z podaną przez nas zasadą. Takie postępowanie zapewnia, tak jak wcześniej postulowaliśmy, że każda cząstka może przeskoczyć z początkowego położenia do każdego innego punktu we Wszechświecie – co więcej, naprawdę to robi, przy okazji produkując nowe zegary.

Aby uprościć rozważania, wyobraziliśmy sobie tylko jeden początkowy zegar. Oczywiście w danym momencie możemy już mieć do czynienia z wieloma zegarami, co odpowiada stwierdzeniu, że cząstka nie znajduje się w jakimś ściśle określonym miejscu. Jak ustalić, co powinniśmy zrobić z całym takim zestawem zegarów? Okazuje się, że sposób postępowania nie różni się od sytuacji opisanej wcześniej, należy po prostu powtórzyć poprzednią procedurę dla każdego zegara z osobna. Przykład pokazany jest na rysunku 4.2. Początkowy zbiór zegarów reprezentują tam małe kółeczka, a strzałki wskazują, że cząstka przeskakuje z miejsca, gdzie początkowo znajdował się jakiś zegar, do punktu X, zostawiając tam nowy zegar. Oczywiście oznacza to, że w X znajdzie się teraz wiele różnych zegarów, po jednym dla każdego początkowego, i trzeba je wszystkie do siebie dodać, by otrzymać ostateczny, fundamentalny zegar w X. Rozmiar wskazówki tego ostatecznego zegara powie nam, z jakim prawdopodobieństwem znajdziemy potem w X naszą cząstkę.

To, że powinniśmy dodawać do siebie zegary z grupy docierającej do tego samego punktu, nie powinno wydawać się dziwne. Każdy z nich odpowiada innej ścieżce, po jakiej cząstka mogła osiągnąć X. Takie dodawanie zegarów staje się zupełnie jasne, jeśli przypomnimy sobie eksperyment z dwiema szczelinami; kolejny raz staramy się po prostu sformułować opis falowy przy użyciu zegarów. Wyobraźmy sobie dwa początkowe zegary, po jednym w każdej szczelinie. Każdy

z nich w pewnej późniejszej chwili generuje zegar w każdym ustalonym punkcie ekranu, aby zaś otrzymać wzór interferencyjny, musimy dodać odpowiednie zegary do siebie[7]. Podsumowując, stwierdzamy więc, że reguła podająca przepis na to, jak wygląda zegar w dowolnym punkcie, każe nam przenieść kolejno wszystkie początkowe zegary do tego punktu, a następnie dodać je do siebie, tak jak opisaliśmy to w poprzednim rozdziale.



Rysunek 4.2. Skaczące zegary. Puste kółka wskazują położenia cząstki w pewnym ustalonym momencie; z każdym z nich powiążemy zegar. Aby obliczyć prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w X, dopuszczamy możliwość, że może ona tam przeskoczyć z dowolnego spośród położeń początkowych. Kilka z takich potencjalnych skoków oznaczono strzałkami. Kształt strzałek nie ma żadnego znaczenia i nie można myśleć, że cząstka podróżuje od zegara do X po jakiejś konkretnej trajektorii.

Skoro rozwinęliśmy ten język w celu opisania rozchodzenia się pewnego typu fal, możemy też użyć go przy analizie fal, które znamy dużo lepiej. Cała idea tak naprawdę jest bardzo stara. Holenderski fizyk Christiaan Huygens w słynnych pracach opisał w ten sposób rozchodzenie się fal światła już w 1690 roku. Nie wspominał co prawda o wyimaginowanych zegarach, ale raczej podkreślał, że powinniśmy traktować każdy punkt na fali światła jako źródło nowych fal (tak samo jak każdy zegar rozsiewa wiele nowych

zegarów). Te z kolei łączą się ze sobą, tworząc wspólną falę. Cały proces powtarza się, każdy punkt na nowej wspólnej fali jest źródłem fali wtórnej, te fale dodają się do siebie, i tak dalej. Tak właśnie fala posuwa się do przodu.

Wrócimy teraz do czegoś, co mogło cię słusznie niepokoić. Dlaczego wpadło nam do głowy akurat wybranie mx^2/t jako wartości opisującej kąt obrotu wskazówki? Ta wielkość ma swoją nazwę: jest znana jako *działanie*, a jej historia w fizyce ciągnie się długo i ma wiele chwalebnych epizodów. Nikt tak naprawdę nie rozumie, dlaczego przyroda umieściła działanie w tak fundamentalnej roli, co oznacza, że nikt nie rozumie, dlaczego wskazówki zegarów obracają się akurat o taki kąt. Naturalnie nasuwa się pytanie: jak komuś udało się zorientować, że właśnie ta wielkość jest aż tak ważna? Pojęcie działania jako pierwszy wprowadził niemiecki filozof i matematyk Gottfried Leibniz w napisanej w 1669 roku, nigdy nieopublikowanej książce. Nie znalazł jednak dla niego konkretnego zastosowania. Po raz kolejny pojawiło się w 1744 roku w pracach francuskiego naukowca Pierre'a Louisa Moreau de Maupertuis. Wkrótce potem przyjaciel Francuza, matematyk Leonhard Euler, wykorzystał je do sformułowania nowego potężnego prawa przyrody. Wyobraź sobie lecącą w powietrzu kulę. Euler odkrył, że porusza się ona po takiej trajektorii, by działanie obliczone między dwoma dowolnymi leżącymi na niej punktami było jak najmniejsze. W wypadku kul działanie jest związane z *różnicą* między energią kinetyczną a energią potencjalną kuli[8]. Prawo to nazywa się „zasadą najmniejszego działania" i można je wykorzystać jako alternatywę dla Newtonowskich zasad dynamiki. Na pierwszy rzut oka może wyglądać dość dziwnie, ponieważ, aby lecieć w sposób minimalizujący działanie, kula musiałaby wiedzieć z góry, do jakiego punktu trafi. Jak inaczej miałaby podróżować przez powietrze, tak by ostatecznie osiągnąć minimalną wartość wielkości zwanej działaniem? Kiedy sformułuje się zasadę najmniejszego działania w ten sposób, wydaje się, że ma ona charakter teleologiczny – inaczej mówiąc, nakazuje obiektom zachowanie się tak, by nastąpił pewien oczekiwany wynik końcowy. Koncepcje teleologiczne nie cieszą się w nauce najlepszą reputacją i nietrudno zrozumieć, dlaczego tak się dzieje. W biologii

teleologiczne wyjaśnienie pojawienia się złożonych istot odpowiadałoby istnieniu projektanta, a Darwinowska teoria ewolucji przez dobór naturalny dostarcza znacznie prostszego uzasadnienia, doskonale pasującego do dostępnych nam danych. Teoria Darwina nie zawiera żadnych teleologicznych składników – losowe mutacje prowadzą do zróżnicowania cech poszczególnych organizmów, a zewnętrzne naciski ze strony środowiska i innych żywych istot determinują to, które z tych cech przetrwają i zostaną przekazane następnemu pokoleniu. Proces ten w zadowalający sposób wyjaśnia złożoność, którą obserwujemy obecnie w występującej na Ziemi przyrodzie. Inaczej mówiąc, nie ma potrzeby powoływania się na wielki plan czy stopniowe wznoszenie się istot żywych ku jakoś rozumianej perfekcji. Ewolucja gatunków przypomina raczej spacer losowy, generowany przez niedoskonałe kopiowanie genów we wciąż zmieniających się warunkach zewnętrznych. Francuski biolog, laureat Nagrody Nobla Jacques Monod, posunął się tak daleko, że zdefiniował kamień węgielny współczesnej biologii jako „systematyczne czy aksjomatyczne zaprzeczanie temu, że wiedza naukowa może opierać się na teoriach, które zawierają, w sposób jawny bądź ukryty, zasady teleologiczne".

Gdy chodzi o fizykę, nie ma co dyskutować nad tym, czy zasada najmniejszego działania naprawdę się sprawdza – pozwala ona na wykonanie rachunków poprawnie opisujących przyrodę i stanowi kamień węgielny fizyki. Można argumentować, że nie zawiera w sobie żadnych elementów teleologicznych, ale tak czy inaczej i ta debata szybko traci sens, gdy zrozumiemy, na czym polega podejście Feynmana do mechaniki kwantowej. Lecąca w powietrzu piłka „wie", którą trajektorię wybrać, gdyż tak naprawdę potajemnie wybiera wszystkie.

Jak odkryto, że reguła obracania wskazówek w zegarach powinna mieć coś wspólnego z wielkością zwaną działaniem? Historycznie rzecz biorąc, to Dirac jako pierwszy postanowił poszukać sformułowania teorii kwantowej przy użyciu działania, ale zachował się dość ekscentrycznie: chcąc wyrazić poparcie dla sowieckiej nauki, zdecydował się opublikować wyniki swoich badań w niezbyt popularnym na Zachodzie czasopiśmie wydawanym w Charkowie.

Praca, zatytułowana *Lagranżjan w mechanice kwantowej*, ukazała się w 1933 roku i przez długi czas pozostawała szerzej nieznana. Wiosną 1941 roku młody Richard Feynman myślał o tym, jak rozwinąć nowe podejście do teorii kwantowej oparte na lagranżowskim sformułowaniu mechaniki klasycznej (czyli sformułowaniu opartym na zasadzie najmniejszego działania). Wówczas na wieczornym spotkaniu przy piwie w Princeton poznał Herberta Jehlego, pochodzącego z Niemiec fizyka, który podczas wojny znalazł się w Stanach Zjednoczonych. Jak to zwykle fizycy po wypiciu kilku kolejek, Feynman i Jehle zaczęli dyskutować o swoich pomysłach naukowych. Niemiec przypomniał sobie o artykule Diraca i następnego dnia razem znaleźli go w bibliotece w Princeton. Feynman natychmiast zaczął wykonywać rachunki przy użyciu zaproponowanego przez Diraca formalizmu i na oczach Jehlego jeszcze tego samego popołudnia wyprowadził równanie Schrödingera z zasady najmniejszego działania. Stanowiło to poważny krok naprzód, choć Feynman początkowo przypuszczał, że Dirac musiał wcześniej zrobić to samo, gdyż obliczenia były bardzo proste. Bardzo proste dla kogoś takiego jak Richard Feynman, należy dodać. Feynman w końcu spytał kiedyś Diraca, czy wiedział, że wystarczyło kilka dodatkowych kroków matematycznych, by charkowski artykuł z 1933 roku pozwolił dojść do tak ważnych wniosków. Jak później wspominał, leżący na trawniku w Princeton Dirac, który chwilę wcześniej wygłosił raczej nudnawy wykład, odpowiedział wtedy po prostu: „Nie, nie wiedziałem. To interesujące”. Dirac był jednym z największych fizyków w historii, ale nie należał do nazbyt rozmownych. Eugene Wigner, inna sława fizyczna, powiedział kiedyś: „Feynman to drugi Dirac, tylko tym razem o ludzkich cechach”.

Podsumujmy to, co na razie osiągnęliśmy: sformułowaliśmy regułę pozwalającą nam zapisać zestaw zegarów przedstawiający stan cząstki w jakimś momencie. Reguła wydaje się nieco dziwna – każe wypełnić cały Wszechświat nieskończenie wieloma zegarami ze wskazówkami obróconymi względem siebie o kąt zależny od dość tajemniczej, ale historycznie ważnej wielkości fizycznej zwanej działaniem. Jeśli dwa albo więcej zegarów wyląduje w tym samym punkcie, mamy je do siebie dodać. Reguła opiera się na założeniu,

że musimy dopuścić możliwość natychmiastowego przeskoku cząstki z dowolnego punktu Wszechświata do dowolnego innego. Na samym początku stwierdziliśmy, że te dziwaczne pomysły trzeba przetestować w konkretnych występujących w przyrodzie sytuacjach, by przekonać się, czy prowadzą do czegoś sensownego. Aby się do tego zabrać, przyjrzyjmy się, jak z pozornego chaosu nieskończenie wielu zegarów wynika pewna bardzo konkretna zasada, jeden z kamieni węgielnych teorii kwantowej: zasada nieoznaczoności Heisenberga.

Zasada nieoznaczoności Heisenberga

Zasada nieoznaczoności Heisenberga jest jednym z najczęściej źle rozumianych elementów teorii kwantowej, drzwiami, przez które przeróżni szarlatani i wciskacze kitu[9] usiłują przepchnąć swoje rozważania filozoficzne. Heisenbeg sformułował ją w 1927 roku w artykule zatytułowanym *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, co bardzo trudno przetłumaczyć na polski. Problem leży w słowie *anschaulich*, które oznacza coś podobnego do „intuicyjny” czy „sugestywny”. Heisenberga najprawdopodobniej motywowała irytacja wywołana tym, że Schrödingerowskie, bliższe intuicji podejście do teorii kwantowej cieszyło się większą popularnością niż to, które zaproponował on sam, choć obydwa formalizmy prowadziły do identycznych wyników. Wiosną 1926 roku Schrödinger był przekonany, że jego równanie na funkcję falową podaje fizyczny obraz tego, co dzieje się wewnątrz atomów. Myślał, że funkcja falowa odpowiada czemuś, co można sobie konkretnie wyobrazić i wiąże się z rozkładem ładunku elektrycznego w atomie. Okazało się to nieprawdą, ale przynajmniej pozwoliło fizykom na dobre samopoczucie przez pierwsze sześć miesięcy 1926 roku, dopóki Born nie wprowadził interpretacji probabilistycznej.

Z kolei podstawą, na której zbudowano teorię Heisenberga, jest abstrakcyjna matematyka, prowadziła ona do wniosków idealnie

zgodnych z wynikami doświadczeń, ale nie zapewniała czytelnej interpretacji fizycznej. Heisenberg wyraził swoją irytację w liście do Pauliego z 8 czerwca 1926 roku, na kilka tygodni przed tym, gdy Born popsuł szyki Schrödingerowi, przecząc jego intuicyjnemu podejściu: „Im więcej myślę o fizycznych aspektach teorii Schrödingera, tym bardziej wydają mi się odrażające (...) To, co Schrödinger pisze o *Anschaulichkeit* swojej teorii (...) uważam za *Mist*". Niemieckie słowo *Mist* tłumaczy się na polski jako „gnój", „badziewie" albo... „kit".

Heisenberg postanowił zbadać, co powinien tak naprawdę oznaczać „intuicyjny obraz" czy *Anschaulichkeit* teorii fizycznej. Zadał sobie pytanie: co teoria kwantowa mówi o dobrze znanych własnościach cząstek, takich jak na przykład położenie? Postępując w duchu swojej oryginalnej teorii, stwierdził, że o położeniu cząstki można sensownie mówić tylko wtedy, gdy jednocześnie poda się sposób jego zmierzenia. Nie powinniśmy więc pytać o to, gdzie dokładnie wewnątrz atomu wodoru leży elektron, jeśli nie opiszemy precyzyjnie, jak moglibyśmy uzyskać taką informację w jakimś pomiarze. Może się to wydawać czystą semantyką, ale tak naprawdę chodzi o coś znacznie ważniejszego. Heisenberg dostrzegł, że sam akt pomiaru jakiegoś obiektu wprowadza zaburzenie, a więc istnieje konkretne ograniczenie na to, jak dobrze możemy „poznać" dany elektron. Dokładniej mówiąc, Heisenbergowi udało się w swoim artykule oszacować związek między tym, jak precyzyjnie możemy jednocześnie zmierzyć położenie i pęd cząstki. Formułując słynną zasadę nieoznaczoności, stwierdził, że jeśli Δx oznacza niepewność, z jaką znamy położenie cząstki (grecką literę Δ wymawia się „delta", a więc Δx wymawiamy „delta iks"), a Δp to odpowiednia niepewność co do pędu tej samej cząstki, to

$$\Delta x \, \Delta p \sim h,$$

gdzie h oznacza stałą Plancka, a symbol „$\sim$" odpowiada słowom „jest podobny co do wielkości". Inaczej mówiąc, iloczyn niepewności (czy nieoznaczoności) położenia cząstki i nieoznaczoności jej pędu

będą mniej więcej równe stałej Plancka. Oznacza to, że im dokładniej ustalimy położenie cząstki, tym mniej możemy się dowiedzieć o jej pędzie, i na odwrót. Heisenberg doszedł do tego wniosku, zastanawiając się nad rozpraszaniem fotonów na elektronach. Fotony to narzędzia pozwalające nam „zobaczyć" elektron, tak jak widzimy codziennie różne rzeczy, rozpraszając na nich fotony i zbierając je w naszych oczach. Zwykle światło odbijające się od jakiegoś obiektu zaburza go w niedostrzegalnym stopniu, ale nie oznacza to, że fundamentalny fakt, mówiący, iż akt pomiaru nie daje się całkowicie odizolować od tego, co mierzymy, jest fałszywy. Być może przychodzi ci do głowy, że ograniczenia wynikające z zasady nieoznaczoności dałoby się ominąć, gdybyśmy umieli wymyślić jakiś odpowiednio sprytny eksperyment. Wkrótce pokażemy, że to niemożliwe – zasada nieoznaczoności ma absolutnie fundamentalny charakter, a wyprowadzimy ją, korzystając wyłącznie z naszej teorii zegarów.

Wyprowadzenie zasady nieoznaczoności Heisenberga z teorii zegarów

Zamiast zaczynać od cząstki ulokowanej w jednym punkcie, pomyślmy raczej o sytuacji, w której wiemy mniej więcej, gdzie znajduje się cząstka, ale nie umiemy tego określić dokładnie. Skoro wiemy, że czai się gdzieś w małym obszarze przestrzeni, to powinniśmy ją przedstawić przy użyciu zestawu zegarów wypełniających ten obszar. W każdym punkcie obszaru będzie pojedynczy zegar, określający prawdopodobieństwo tego, że cząstka znajdzie się właśnie tam. Jeśli podniesiemy długości wskazówek wszystkich tych zegarów do kwadratu, a następnie dodamy do siebie, otrzymamy 1. Inaczej mówiąc, prawdopodobieństwo tego, że cząstka jest *gdzieś* w tym obszarze, wynosi 100 procent.

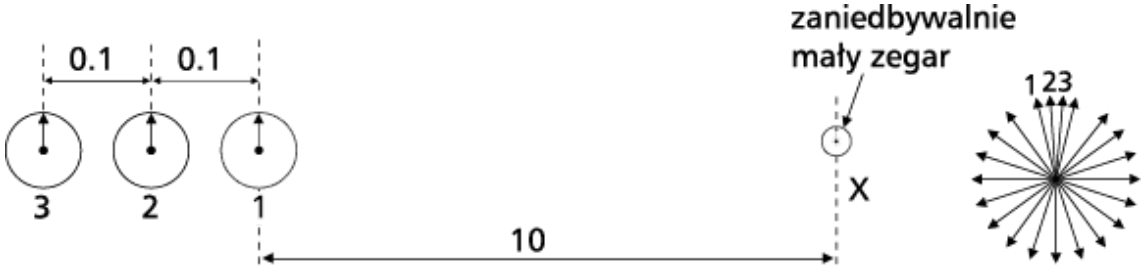
Za chwilę użyjemy naszych kwantowych reguł do wykonania poważnych rachunków, ale najpierw musimy do czegoś się przyznać.

Wcześniej nie wspomnieliśmy o poważnym dodatku do reguły obracania wskazówek w zegarach. Nie chcieliśmy o nim mówić, bo w sumie chodzi o szczegół techniczny, jednak jeśli zabierzemy się do obliczania konkretnych prawdopodobieństw, nie uwzględniając go, otrzymamy błędne wyniki. Wiąże się on z tym, o czym powiedzieliśmy pod koniec poprzedniego akapitu.

Jeśli zaczniemy od pojedynczego zegara, to wskazówka ma długość 1, gdyż cząstka musi znajdować się w danym punkcie z prawdopodobieństwem 100 procent. Nasza kwantowa reguła mówi, że, aby opisać cząstkę w jakiejś późniejszej chwili, należy przetransportować ten zegar do wszystkich miejsc we Wszechświecie, co odpowiada skokom cząstki z jej początkowego położenia. Oczywiście nie możemy pozwolić, by wszystkie nowe zegary miały wskazówki o długości 1, bo wtedy zawaliłaby się nasza probabilistyczna interpretacja. Wyobraźmy sobie na przykład, że cząstkę opisują cztery zegary, co odpowiada temu, że znajduje się ona w czterech różnych miejscach. Gdyby każda ze wskazówek miała długość 1, prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w którymś z czterech położeń (bez ustalania, w którym konkretnie) wynosiłoby 400 procent, co rzecz jasna nie ma sensu. Aby poradzić sobie z tym problemem, musimy oprócz obrócenia wskazówek zegarów również je skurczyć. Odpowiednia „reguła kurczenia" mówi, że gdy pojawią się już wszystkie nowe zegary, każdy z nich powinien skurczyć się tyle razy, ile wynosi pierwiastek kwadratowy z liczby nowych zegarów[10]. Dla czterech zegarów oznaczałoby to, że każda wskazówka musi się skurczyć $\sqrt{4}$ razy, czyli każdy z otrzymanych zegarów będzie miał wskazówkę o długości ½. Wówczas prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w punkcie odpowiadającym jednemu z czterech zegarów wyniesie $(½)^2$, czyli 25 procent. W ten prosty sposób zapewniamy, że prawdopodobieństwo tego, iż cząstka w ogóle się gdzieś znajduje, jest zawsze równe 100 procent. Oczywiście możemy mieć do czynienia z nieskończenie wieloma położeniami, kiedy to zegary miałyby rozmiar równy zeru. Brzmi to bardzo niepokojąco, ale matematyka umie sobie poradzić z wynikającymi z tego trudnościami. Na nasze potrzeby wystarczy, by wyobrażać sobie skończenie wiele zegarów – poza tym tak czy

inaczej nigdy nie będziemy musieli wiedzieć, o ile dokładnie kurczy się dany zegar.

Wróćmy teraz do rozważania wszechświata zawierającego pojedynczą cząstkę, położenia której nie umiemy określić z absolutną precyzją. Następny fragment warto potraktować jak małą zagadkę matematyczną – za pierwszym razem może będzie ci trudno zrozumieć, o co dokładnie chodzi, i przyda się pewnie ponowna lektura, ale jeśli zdołasz prześledzić uważnie nasze rozumowanie, zorientujesz się, jak wyłania się z niego zasada nieoznaczoności. Dla uproszczenia rozważań założymy, że cząstka porusza się w jednym wymiarze, co oznacza, że znajduje się gdzieś na linii prostej. Bardziej realistyczny przypadek trójwymiarowy nie różni się zasadniczo od jednowymiarowego, ale po prostu trudniej go narysować. Odpowiednią sytuację naszkicowaliśmy na rysunku 4.3, przedstawiając cząstkę jako trzy ułożone na osi zegary. Powinniśmy sobie wyobrazić, że jest ich dużo więcej – po jednym dla każdego punktu, w którym może znajdować się cząstka – ale to też byłoby bardzo trudne do narysowania. Zegar 3 leży na lewo od początkowego zbioru zegarów, zegar 1 na prawo. Powtórzmy: odpowiada to sytuacji, w której wiemy, że cząstka w chwili początkowej znajduje się gdzieś między zegarami 1 a 3. Newton stwierdziłby, że jeśli nic nie zrobimy z naszą cząstką, to pozostanie ona między zegarami 1 a 3. Co mówi nasza reguła kwantowa? Tu zaczyna się prawdziwa zabawa – będziemy starali się tak kombinować przy użyciu związanych z zegarami zasad, by znaleźć odpowiedź.



Rysunek 4.3. Trzy zegary leżące na jednej linii i wskazujące ten sam czas: układ opisujący cząstkę znajdującą się w obszarze zajmowanym

przez zegary. Interesuje nas prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w punkcie X w jakimś późniejszym momencie.

Pozwólmy teraz czasowi płynąć i ustalmy, co będzie się działo z rozważanym układem zegarów. Zaczniemy od przyjrzenia się pewnemu konkretnemu punktowi, oznaczonemu na rysunku literą X, leżącemu daleko od obszaru początkowego. Później powiemy konkretnie, co mamy na myśli, pisząc „daleko", ale na razie wystarczy, że wiemy, iż będziemy musieli wykonać wiele obrotów wskazówek.

Zgodnie z regułami gry powinniśmy po kolei wziąć każdy zegar z początkowego zbioru i przenieść go do punktu X, po drodze odpowiednio obracając i kurcząc wskazówkę. Fizycznie przedstawia to skok cząstki z punktu początkowego położenia zegara do punktu X. W X pojawi się wtedy wiele zegarów, po jednym z każdego punktu początkowego obszaru. Musimy je wszystkie do siebie dodać. Kiedy zakończymy całą tę procedurę, kwadrat długości wskazówki otrzymanego w X zegara będzie równy prawdopodobieństwu znalezienia cząstki w X.

Zobaczmy teraz, jak wygląda to w praktyce, wstawiając do naszych równań konkretne liczby. Powiedzmy, że punkt X jest odległy o „10 jednostek" od zegara 1, a początkowy obszar ma szerokość „0,2 jednostki". Odpowiedź na narzucające się pytanie: „10 jednostek, właściwie jak to daleko?" wiąże się z rolą stałej Plancka w naszej teorii, ale na razie zwyczajnie to zignorujemy i po prostu ustalimy, że jednostka odległości odpowiada jednemu pełnemu obrotowi zegara (pełnym dwunastu godzinom). Oznacza to, że punkt X jest w przybliżeniu odległy o $10^2 = 100$ pełnych obrotów od obszaru początkowego (pamiętaj o regule obracania wskazówek). Założymy też, że wszystkie początkowe zegary mają identyczny rozmiar i pokazują dwunastą. Założenie o jednakowym rozmiarze oznacza, że cząstkę można początkowo znaleźć z jednakowym prawdopodobieństwem w każdym z punktów obszaru. O znaczeniu faktu, że wszystkie zegary wskazują tę samą godzinę, powiemy później.

Aby przenieść zegar z punktu 1 do punktu X, musimy zgodnie z naszą zasadą obrócić jego wskazówkę 100 pełnych razy w kierunku przeciwnym do zwykłego ruchu wskazówek zegara. Przejdźmy teraz do punktu 3, który leży dalej o kolejne 0,2 jednostki, i przenieśmy odpowiadający mu zegar do X. Tym razem zegar musi pokonać 10,2 jednostki odległości, a więc należy obrócić jego wskazówkę o nieco więcej – o $10{,}2^2$, czyli mniej więcej 104 pełne obroty.

Mamy teraz do czynienia z dwoma zegarami lądującymi w X, odpowiadającymi cząstce skaczącej z 1 do X i z 3 do X. Jeśli chcemy zabrać się do wyznaczania końcowego zegara w X, musimy je do siebie dodać. Ponieważ wskazówki obydwu z nich przekręciły się o kąty będące niemal dokładnie równe pełnym obrotom, wskażą mniej więcej dwunastą, i po dodaniu ich do siebie otrzymamy zegar o większej wskazówce, również pokazujący z grubsza dwunastą. Zauważmy, że jedyne, co ma znaczenie, to ostateczny kierunek wskazówek, nie musimy śledzić tego, ile pełnych obrotów wykonały po drodze. Na razie idzie nam dość łatwo, ale musimy pamiętać, że zostało jeszcze do uwzględnienia wiele innych małych zegarów leżących między prawym a lewym krańcem obszaru.

Skupmy się więc teraz na zegarze leżącym dokładnie pośrodku między dwoma krańcami, czyli w punkcie 2. Znajduje się on w odległości 10,1 jednostki od punktu X, co oznacza, że musimy go obrócić $10{,}1^2$ razy. Oznacza to niemal dokładnie 102 obroty – znów prawie pełną liczbę. Musimy dodać ten zegar do innych, które już wylądowały w X, co, tak samo jak przedtem, wydłuży wskazówkę ostatecznego zegara w X. Ciągnąc rozumowanie dalej, przyglądamy się punktowi leżącemu w połowie drogi między punktami 1 i 2. Skaczący stamtąd zegar obróci się pełne 101 razy, znów wydłużając w efekcie wskazówkę zegara w X. Teraz jednak docieramy do ważnego miejsca: przeanalizujmy punkt leżący dokładnie pośrodku między 1 a ostatnio rozważanym punktem. Tym razem otrzymamy zegar, który po przeniesieniu do X będzie miał wskazówkę przekręconą o 100,5 pełnego obrotu. Odpowiada to zegarowi wskazującemu szóstą i kiedy dodamy go do innych zegarów lądujących w tym punkcie, *skrócimy* wskazówkę ostatecznego zegara w X. Krótkie przemyślenie całej sytuacji powinno cię przekonać, że

choć każdy z punktów oznaczonych 1, 2 i 3 prowadzi do zegara w X wskazującego dwunastą, i podobnie będzie dla punktów w połowie drogi między 1 i 2 oraz między 2 i 3, to punkty leżące w 1/4 i 3/4 drogi między punktami 1 i 2 oraz 2 i 3 prowadzą do zegarów wskazujących szóstą. W sumie otrzymujemy pięć zegarów wskazujących w górę i cztery wskazujące w dół. Kiedy wszystkie dodamy do siebie, dostaniemy ostateczny zegar w X o bardzo małej wskazówce, gdyż prawie wszystkie zegary wzajemnie się skasują.

Takie „kasowanie się zegarów" rozszerza się oczywiście również na realistyczny przypadek, w którym rozważamy wszystkie punkty leżące w obszarze między 1 i 3. Przykładowo punkt leżący w 1/8 drogi od punktu 1 prowadzi do zegara pokazującego dziewiątą, podczas gdy punkt leżący w 3/8 drogi daje zegar pokazujący trzecią – i znów oba z nich wzajemnie się kasują. Ostatecznie okazuje się, że łączny efekt powstały w wyniku dodania zegarów odpowiadających wszystkim możliwym sposobom podróżowania cząstki z jakiegoś punktu w początkowym obszarze do X, jest bliski zerowego. Odpowiednie kasowanie się zilustrowaliśmy na prawym końcu rysunku. Strzałki reprezentują wskazówki zegarów docierających do X z różnych punktów w początkowym obszarze. Wynik dodania ich wszystkich do siebie to, jak już powiedzieliśmy, zero, i z całego rozumowania powinniśmy dobrze zapamiętać szczególnie ten fakt.

Powtórzmy: pokazaliśmy właśnie, że jeśli tylko początkowy obszar jest wystarczająco duży, a punkt X znajduje się wystarczająco daleko, to każdemu zegarowi przybywającemu do X o wskazówce skierowanej na dwunastą odpowiada inny przybywający w to samo miejsce, o wskazówce skierowanej na szóstą, a ich wpływy wzajemnie się kasują. Podobnie każdemu zegarowi lądującemu w X pokazującemu trzecią odpowiada inny pokazujący dziewiątą, i znów dochodzi do skasowania się obydwu wkładów. To powszechne wzajemne kasowanie się zegarów oznacza, że szansa znalezienia cząstki w X jest, praktycznie rzecz biorąc, zerowa. Ten wniosek powinien nas z jednej strony zaciekawić, a z drugiej zachęcić, gdyż zaczyna przypominać opis cząstki, która w ogóle się nie rusza. Chociaż początkowo wyszliśmy od brzmiącego dość absurdalnie

założenia, że cząstka położona początkowo w konkretnym, pojedynczym punkcie przestrzeni może chwilę później przeskoczyć do dowolnego punktu we Wszechświecie, odkryliśmy później, że jeśli zaczniemy od zestawu zegarów zgrupowanych w pewnym obszarze, sytuacja wygląda zupełnie inaczej. W tym drugim wypadku, ponieważ wszystkie składniki zestawu interferują ze sobą, okazuje się, że cząstka praktycznie nie ma możliwości znalezienia się daleko od obszaru startowego. Taki wynik jest konsekwencją „orgii kwantowej interferencji", jak ujął to profesor James Binney z Oksfordu.

Aby ta orgia kwantowej interferencji i odpowiadające jej skasowanie się zegarów mogły dojść do skutku, punkt X musi znajdować się wystarczająco daleko od początkowego obszaru, by wskazówki podróżujących do niego zegarów dokonywały wielu pełnych obrotów. Dlaczego? Jeśli punkt X będzie zbyt blisko, to wskazówki nie zdołają obrócić się po drodze nawet raz dookoła, a co za tym idzie, nie będą się również skutecznie kasować wzajemnie. Wyobraź sobie na przykład, że odległość od punktu 1 do X wynosi nie 10 jednostek, ale 0,3 jednostki. Wówczas zegar leżący z przodu obszaru obróci się o dużo mniejszy kąt, odpowiadający $0{,}3^2 = 0{,}09$ obrotu, a więc będzie wskazywał mniej więcej pierwszą. Podobnie zegar startujący z punktu 3, z tyłu obszaru, obróci się $0{,}5^2 = 0{,}25$ razy, czyli wskaże dokładnie trzecią. Ogólnie mówiąc, wszystkie zegary docierające do X pokażą godzinę między pierwszą a trzecią, czyli nie skasują się wzajemnie, ale dodadzą, tworząc pojedynczy duży zegar o wskazówce skierowanej w okolice drugiej. Wszystko to oznacza, że istnieje rozsądna szansa znalezienia cząstki w punktach leżących w pobliżu początkowego obszaru, ale poza nim. Pisząc „w pobliżu", mamy na myśli to, że nie są one na tyle daleko, by wskazówki podróżujących do nich zegarów mogły wykonać choćby jeden pełny obrót. Ostatnie stwierdzenia zaczynają przypominać zasadę nieoznaczoności, ale wciąż pozostają raczej mgliste. Spróbujemy więc dokładnie ustalić, o czym myślimy, pisząc „wystarczająco duży" obszar początkowy i „wystarczająco odległy" punkt docelowy.

Nasz pierwotny *ansatz*, oparty na pomysłach Diraca i Feynmana, mówił, że kąt, o który obraca się wskazówka, gdy cząstka o masie *m* skacze o *x* w czasie *t*, jest proporcjonalny do działania, czyli inaczej mówiąc do mx^2/t. Stwierdzenie, że jest on „proporcjonalny" do jakiejś wartości, przestaje wystarczać, gdy chcemy obliczyć konkretne liczby. Musimy zatem dokładnie znać odpowiednie kąty obrotu. W rozdziale 2 omówiliśmy prawo grawitacji Newtona. By móc dokonywać przewidywań ilościowych, wprowadziliśmy wtedy stałą grawitacyjną Newtona, determinującą konkretne wartości siły przyciągania grawitacyjnego. Kiedy dysponujemy stałą Newtona, możemy wstawić do równań liczby i obliczyć faktycznie występujące w przyrodzie wartości, takie jak okres orbity Księżyca czy trajektorię, po jakiej statek kosmiczny *Voyager 2* porusza się w podróży przez Układ Słoneczny. Teraz potrzebujemy czegoś podobnego dla mechaniki kwantowej – stałej przyrody, która „określi skalę" i pozwoli nam wykorzystać działanie do podania precyzyjnych stwierdzeń dotyczących kątów, o jakie powinniśmy obrócić wskazówki zegarów, przemieszczając je o określony dystans od początkowej pozycji w określonej chwili. Zadanie to spełni stała Plancka.

Krótka historia stałej Plancka

Wieczorem 7 października 1900 roku w przypływie niezwykle kreatywnego natchnienia Max Planck zdołał wyjaśnić sposób, w jaki gorące ciała wypromieniowują energię. Przez całą drugą połowę XIX wieku dokładny związek między rozkładem długości fal świetlnych emitowanych przez gorące obiekty a temperaturą tych obiektów pozostawał jedną z największych zagadek fizyki. Każde gorące ciało wysyła światło, a w miarę wzrostu temperatury charakter emitowanych promieni ulega zmianom. Dobrze znamy światło widzialne, odpowiadające kolorom tęczy, ale światło może również mieć długość fali, która jest zbyt długa bądź zbyt krótka, by dostrzegły je ludzkie oczy. Światło o falach dłuższych niż czerwone

nazywa się „podczerwienią”, można je zobaczyć dzięki goglom umożliwiającym widzenie w nocy. Jeszcze dłuższe fale odpowiadają falom radiowym. Analogicznie światło o falach odrobinę krótszych niż niebieskie nazywa się „ultrafioletowym”, a to o najkrótszych falach zwykle określa się jako „promieniowanie gamma”. Bryłka węgla w temperaturze pokojowej będzie emitować światło w podczerwonym zakresie widma. Jeśli jednak wrzucimy ją do ognia, zacznie żarzyć się na czerwono. Wynika to z faktu, że kiedy temperatura węgla rośnie, przeciętna długość fali emitowanego promieniowania maleje, w końcu wchodząc w zakres widzialny dla ludzkich oczu. Ogólna zasada mówi, że im gorętszy jest dany obiekt, tym krótsze są fale wysyłanego przezeń światła. Kiedy w XIX wieku dokładność obserwacji wzrosła, stało się jasne, że nikt nie znał poprawnego wzoru matematycznego, który opisywałby dokładnie tę zależność. Problem ten nazywano często problemem „ciała doskonale czarnego”, ponieważ fizycy nazywają ciała, które idealnie absorbują, a następnie wysyłają z powrotem promieniowanie, „ciałami doskonale czarnymi”. Traktowano go bardzo poważnie, gdyż ujawniał brak zrozumienia charakteru światła emitowanego przez każdy znany obiekt fizyczny.

Planck zastanawiał się nad tym i podobnymi zagadnieniami związanymi z elektrodynamiką i elektromagnetyzmem już przez wiele lat, zanim mianowano go profesorem fizyki teoretycznej w Berlinie. Stanowisko to zaproponowano wcześniej Boltzmannowi i Hertzowi, ale obydwaj nie zdecydowali się na przyjęcie oferty. Okazało się to pomyślnym zbiegiem okoliczności, gdyż Berlin stanowił wówczas centrum badań eksperymentalnych nad promieniowaniem ciała doskonale czarnego, a głębokie zaangażowanie Plancka w prace doświadczalne było kluczowe dla jego późniejszych imponujących osiągnięć teoretycznych. Fizycy często pracują najskuteczniej, gdy mają liczne okazje do spontanicznych dyskusji na przeróżne tematy z innymi naukowcami.

Potrafimy precyzyjnie określić datę i godzinę odkrycia Plancka, gdyż wraz z rodziną spędził on niedzielne popołudnie 7 października 1900 roku razem ze swoim kolegą z pracy Heinrichem Rubensem. Przy obiedzie fizycy rozmawiali o nieskuteczności wszystkich znanych

wówczas modeli teoretycznych w wyjaśnianiu szczegółów promieniowania ciała doskonale czarnego. Wieczorem tego samego dnia Planck zapisał pewien wzór na pocztówce i wysłał ją do Rubensa. Okazało się, że wzór Plancka był poprawny, choć na pierwszy rzut oka wyglądał bardzo dziwnie. Planck później określał zapisanie tej formuły jako „akt rozpaczy", wyjaśniając, że wcześniej spróbował już wszystkiego, co tylko przyszło mu do głowy. Tak naprawdę nie mamy pojęcia, jak niemiecki fizyk wpadł na właściwy wzór. W doskonałej biografii Alberta Einsteina zatytułowanej *Pan Bóg jest wyrafinowany*… Abraham Pais pisze: „Jego rozumowanie było szalone, ale szaleństwo to miało w sobie boski element, który tylko największe, przełomowe postaci potrafią wnieść do nauki". Rozwiązanie podane przez Plancka było jednocześnie niemożliwe do wyjaśnienia i rewolucyjne. Niemiec odkrył, że potrafi wyjaśnić widmo ciała doskonale czarnego, ale tylko wtedy, jeśli założy, że energia emitowanego światła powstaje z wielkiej ilości małych „porcji". Inaczej mówiąc, całkowita energia musi być równa wielokrotności nowej fundamentalnej stałej przyrody, którą uczony nazwał „kwantem działania". Dziś nazywamy ją stałą Plancka.

To, co tak naprawdę wynika ze wzoru Plancka, choć jego odkrywca początkowo nie zdawał sobie z tego sprawy, to fakt, że światło jest *zawsze* emitowane i absorbowane w porcjach, zwanych też kwantami. Współcześnie zapisujemy energię tych porcji jako $E=hc/\lambda$, gdzie λ oznacza długość fali światła (i jest wymawiana „lambda"), c to prędkość światła, a h – stała Plancka. Stała Plancka w ostatnim równaniu odgrywa rolę współczynnika konwersji między długością fali światła a energią odpowiadającego jej kwantu. Wniosek, że kwantyzacja (czyli podzielenie na porcje) energii wysyłanego światła, zidentyfikowana przez Plancka, wynika z tego, iż samo światło składa się z cząstek, został podany po raz pierwszy, jako hipoteza, przez Alberta Einsteina. Einstein sformułował go podczas swojego wielkiego wybuchu kreatywności w 1905 roku – *annus mirabilis*, kiedy to powstała również szczególna teoria względności i najsłynniejsze równanie w historii nauki: $E = mc^2$. Nagrodę Nobla z fizyki za 1921 rok (którą z uwagi na dość misterne subtelności noblowskiej biurokracji wręczono mu dopiero rok później) otrzymał

właśnie za związane z cząstkową naturą światła prace dotyczące efektu fotoelektrycznego, a nie za szerzej znane teorie względności. Einstein zaproponował, by traktować światło jako strumień cząstek (nie używał wówczas słowa „foton"), i trafnie zasugerował, że energia każdego fotonu jest odwrotnie proporcjonalna do jego długości fali. Ta hipoteza Einsteina jest źródłem jednego z najsławniejszych paradoksów teorii kwantowej – zgodnie z którym cząstki zachowują się jak fale i *vice versa*.

Planck naruszył podstawy zbudowanego przez Maxwella obrazu światła, pokazując, że energię promieniowania wysyłanego przez gorący obiekt można opisać tylko pod warunkiem, że występuje ona w kwantach. Całą budowlę klasycznej fizyki zburzył Einstein, którego interpretacja efektu fotoelektrycznego wymagała nie tylko, by światło było emitowane w małych porcjach, ale również by oddziaływało z materią w postaci zlokalizowanych przestrzennie pakietów. Inaczej mówiąc, światło naprawdę zachowuje się jak strumień cząstek.

Koncepcja mówiąca, że światło składa się z cząstek – czyli że „pole elektromagnetyczne jest skwantowane" – budziła głębokie kontrowersje i nie została w pełni zaakceptowana jeszcze przez długie lata po tym, kiedy Einstein ją przedstawił. Niechęć innych uczonych do pogodzenia się z ideą fotonu świetnie widać we wniosku, wśród którego autorów był między innymi Planck, o przyznanie Einsteinowi w 1913 roku, w osiem lat po ukazaniu się pracy mówiącej o cząstkach światła, członkostwa w prestiżowej Pruskiej Akademii Nauk:

> Podsumowując, można powiedzieć, że nie istnieje pewnie żaden z wielkich problemów, w jakie współczesna fizyka jest tak bogata, do którego Einstein nie wniósł poważnego wkładu. To, że czasami w swoich spekulacjach docierał do błędnych wniosków, tak jak na przykład wówczas, gdy sformułował hipotezę o kwantach światła, nie powinno podważać jego pozycji. Nawet w najściślejszych naukach nie da się

wprowadzić autentycznie nowych idei, nie ryzykując przy tym pomyłek.

Inaczej mówiąc, nikt do końca nie wierzył, że fotony naprawdę istnieją. Ogólnie uważano, że prace Plancka dają się obronić, gdyż dotyczą raczej własności materii – maleńkich oscylatorów emitujących światło – a nie samego światła. Potrzeba zastąpienia pięknych równań falowych Maxwella jakąś teorią cząstek wydawała się po prostu zbyt dziwaczna.

Wspominamy o tej historii po części dlatego, by przekonać cię, że akceptacja teorii kwantowej sprawiała i sprawia autentyczne trudności. Nie sposób wyobrazić sobie obiektu takiego jak elektron czy foton, który zachowuje się trochę jak cząstka, trochę jak fala, a trochę jak ani to, ani to. Einstein zastanawiał się nad tymi kwestiami do końca życia. W 1951 roku, na cztery lata przed śmiercią, napisał: „Całe te pięćdziesiąt lat rozważań nie zbliżyło mnie ani trochę do odpowiedzi na pytanie: czym są kwanty światła?”.

Teraz, gdy upłynęło kolejne sześćdziesiąt lat, nie ma już wątpliwości co do tego, że teoria, którą właśnie rozwijamy w naszej książce przy użyciu zestawów miniaturowych zegarów, opisuje, z idealną precyzją, wyniki każdego bez wyjątku eksperymentu, który został zaprojektowany, by ją przetestować.

Z powrotem do zasady nieoznaczoności Heisenberga

Tak więc wyglądała historia wprowadzenia do fizyki stałej Plancka. Na nasze potrzeby najważniejsza obserwacja polega na tym, że stała Plancka jest jednostką „działania”, a więc wielkością tego samego typu jak ta, która mówi nam, o jaki kąt mamy obrócić wskazówki zegarów. Współcześnie określamy jej wartość jako $6{,}6260695729 \times 10^{-34}$ kg m^2/s, co w porównaniu ze zwykłymi, regularnie spotykanymi przez nas obiektami, jest bardzo maleńką liczbą. Ten ostatni fakt okaże się powodem, dla którego w codziennym życiu nie zauważamy jej wszechobecnych efektów.

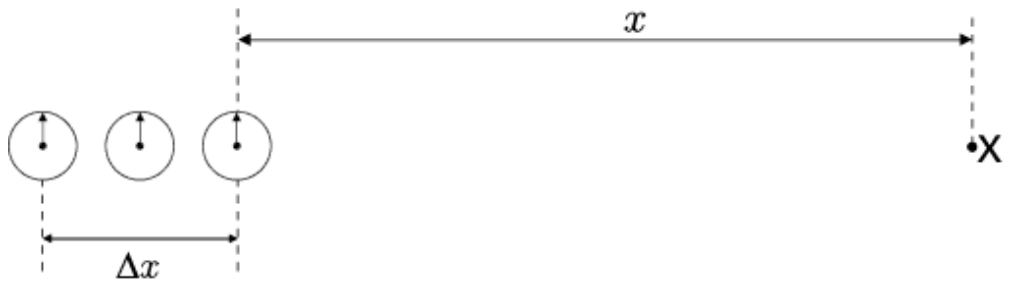
Przypomnijmy, że działanie odpowiadające cząstce przeskakującej z jednego miejsca na drugie zapisaliśmy jako masę cząstki pomnożoną przez odległość skoku podniesioną do kwadratu i podzieloną przez przedział czasu, w jakim odbywa się skok. Otrzymaną wielkość mierzymy w jednostkach kg m^2/s, tak jak stałą Plancka, a więc jeśli podzielimy działanie przez stałą Plancka, wszystkie jednostki skasują się i dostaniemy po prostu liczbę. Według Feynmana liczba ta mówi nam, o jaki kąt powinniśmy obrócić zegar powiązany z naszą skaczącą cząstką. Jeśli na przykład otrzymana liczba to 1, oznacza to jeden pełny obrót, jeśli 1/2 to pół pełnego obrotu i tak dalej. Symbolicznie zapisujemy to następująco: dokładny kąt, o który należy obrócić wskazówkę zegara opisującego prawdopodobieństwo tego, że cząstka przeskoczy o odległość *x* w czasie *t*, wynosi $mx^2/(2ht)$. Zwróć uwagę na czynnik 1/2, który pojawił się w ostatnim wzorze. Możesz uznać go albo za poprawkę konieczną do tego, by ostateczne wyniki zgadzały się z eksperymentami, albo za konsekwencję definicji działania[11], oba wyjaśnienia są równie dobre. Teraz, gdy znamy już wartość stałej Plancka, możemy podać konkretne kąty obrotów dla naszych zegarów i zająć się kwestią, którą kilka stron temu odłożyliśmy na później: co tak dokładnie oznacza skok na odległość „10”?

Przyjrzyjmy się temu, co nasza teoria ma do powiedzenia o czymś niewielkim według codziennych standardów: ziarnku piasku. Rozwinięta przez nas teoria mechaniki kwantowej sugeruje, że jeśli w pewnym momencie położymy je gdzieś, to chwilę później *może* się ono znajdować w dowolnym punkcie Wszechświata. W oczywisty sposób nic takiego nie dzieje się z prawdziwymi ziarnkami piasku. Dostrzegliśmy już rozwiązanie tego potencjalnego problemu, polegające na tym, że dostatecznie silna interferencja między zegarami odpowiadającymi ziarnku piasku przeskakującemu z rozmaitych możliwych położeń początkowych prowadzi do ich całkowitego skasowania się, pozostawiając ziarenko w bezruchu. Pierwsze pytanie, na które musimy odpowiedzieć, brzmi: jak wiele razy obrócą się wskazówki zegarów, jeśli przeniesiemy cząstkę o masie takiej jak ziarnko piasku na odległość powiedzmy 0,001 mm w ciągu jednej sekundy? Tak miniaturowego przemieszczenia nie

zobaczylibyśmy gołym okiem, ale w skali atomów jest ono dość duże. Odpowiednie obliczenia możesz przeprowadzić samodzielnie, podstawiając liczby do reguły obracania wskazówek Feynmana[12]. Otrzymany wynik to około tryliona pełnych obrotów wskazówki. Wyobraź sobie, jak wiele interferencji dopuszcza taka sytuacja. Ostatecznie ziarnko piasku pozostaje tam, gdzie było – prawdopodobieństwo znalezienia go w jakimś istotnie różnym położeniu jest praktycznie równe zeru, choć aby dojść do takiego wniosku, musieliśmy naprawdę wziąć pod uwagę możliwość, że potajemnie przeskakiwało ono do każdego punktu we Wszechświecie.

Ostatni wynik jest bardzo ważny. Jeśli sam wstawiłeś odpowiednie liczby, to przeczuwasz już, z jakiego powodu wygląda właśnie tak: chodzi o miniaturowość stałej Plancka. Kiedy wypisze się ją w całości, wygląda ona tak: 0,000000000000000000000000000000066260695729 kg m^2/s. Podzielenie praktycznie dowolnej spotykanej w zwykłych okolicznościach liczby przez tę ostatnią doprowadzi do otrzymania olbrzymiej ilości obrotów, a co za tym idzie, potężnej interferencji. To z kolei oznacza, że wszystkie egzotyczne podróże naszego ziarnka piasku po całym Wszechświecie wzajemnie się znoszą i obserwujemy tego podróżnika przez nieskończoną przestrzeń jako nudny pyłek leżący bez ruchu na plaży.

Szczególnie interesujące są oczywiście przypadki, w których zegary nie kasują się wzajemnie. Jak się już przekonaliśmy, zdarza się tak, gdy wskazówki nie wykonują jednego pełnego obrotu. Nie dochodzi wówczas do orgii interferencji. Zobaczmy, co to oznacza, jeśli chodzi o konkretne liczby.



Rysunek 4.4. Identyczny z rysunkiem 4.3, nie licząc tego, że tym razem nie precyzujemy rozmiaru początkowego obszaru zajmowanego przez zegary ani jego odległości od punktu X

Wrócimy teraz do zbiorowiska zegarów, które przedstawiliśmy na rysunku 4.4, tym razem jednak pozostając przy rozumowaniu abstrakcyjnym, a nie ustalając konkretne liczby. Założymy, że początkowy obszar ma rozmiar Δx, a odległość od X do najbliższego punktu tego obszaru to x. W tym wypadku Δx odnosi się do naszej niepewności co do początkowego położenia cząstki: wiemy tylko, że zaczęła swoją podróż gdzieś w obszarze o rozmiarze Δx. Zaczynając od punktu 1, najbliższego X punktu znajdującego się w startowym obszarze, powinniśmy obrócić wskazówkę zegara odpowiadającego skokowi cząstki do X o kąt

$$W_1 = \frac{mx^2}{2ht}$$

Zajmijmy się teraz najodleglejszym punktem, czyli 3. Kiedy przeniesiemy zegar z niego do X, wskazówka obróci się o większy kąt, a dokładnie o

$$W_3 = \frac{m(x+\Delta x)^2}{2ht}$$

Teraz możemy już precyzyjnie podać warunek na to, by zegary docierające ze wszystkich punktów początkowego obszaru do X *nie* kasowały się wzajemnie: między tymi pochodzącymi z punktów 1 i 3 powinien być mniej niż jeden pełny obrót różnicy:

$$W_3 - W_1 < \text{jeden obrót}$$

Wypisując ten warunek szczegółowo, dostajemy

$$\frac{m(x+\Delta x)^2}{2ht}-\frac{mx^2}{2ht}<1$$

Przyjrzyjmy się teraz szczególnemu przypadkowi, w którym rozmiar obszaru, Δx, jest dużo mniejszy niż odległość x. Oznacza to, że pytamy o szanse na to, iż nasza cząstka skoczy daleko poza swoje początkowe miejsce przebywania. Przy takim założeniu warunek na to, by nie doszło do skasowania się zegarów, wyprowadzony bezpośrednio z ostatniej nierówności, wygląda następująco:

$$\frac{mx\Delta x}{ht}<1$$

Jeśli masz trochę doświadczenia z matematyką, dojdziesz do podanego przez nas wyniku, wymnażając wyrażenie w nawiasie, a następnie pomijając wszystkie wyrazy zawierające $(\Delta x)^2$. Taki krok jest uprawniony, gdyż założyliśmy, że Δx jest bardzo małe w porównaniu z x, a mała wielkość podniesiona do kwadratu staje się zupełnie miniaturowa.

Ostatnia wypisana nierówność podaje warunek na to, by w punkcie X nie doszło do wzajemnego skasowania się zegarów. Wiemy też, że jeśli zegary w jakimś punkcie się nie kasują, to istnieje pewne niezerowe prawdopodobieństwo, iż znajdziemy tam cząstkę. Odkryliśmy więc, że jeśli cząstka znajduje się początkowo w obszarze o rozmiarze Δx, to gdy spełniona jest powyższa nierówność, po czasie t możemy znaleźć ją w odległości x od tego obszaru. Co więcej, odpowiednia odległość rośnie w miarę upływu czasu, ponieważ w naszym wzorze pojawia się dzielenie przez czas t. Inaczej mówiąc, w miarę upływu czasu rosną szanse znalezienia cząstki dalej od początkowego obszaru. Zaczyna to wszystko w zaskakujący sposób przypominać cząstkę, która się porusza. Zauważmy również, że prawdopodobieństwo znalezienia cząstki gdzieś daleko rośnie też, w miarę jak Δx staje się mniejsze – czyli

w miarę jak maleje nasza niepewność co do początkowego położenia cząstki. Inaczej mówiąc, im dokładniej ustalimy najpierw, gdzie znajduje się cząstka, tym szybciej oddala się ona od początkowego położenia. To już wygląda niemal jak zasada nieoznaczoności Heisenberga.

Aby związek stał się całkowicie jasny, przekształćmy nieco naszą nierówność. Zauważmy, że aby cząstka przedostała się z dowolnego punktu obszaru początkowego do punktu X w czasie *t*, musi przeskoczyć odległość *x*. Jeśli pomiar faktycznie wykazałby obecność cząstki w X, doszlibyśmy rzecz jasna do wniosku, że poruszała się ona z prędkością *x/t*. Pamiętamy też, że masa cząstki pomnożona przez jej prędkość jest równa jej pędowi, a więc wielkość *mx/t* to zmierzony pęd cząstki. Teraz możemy dokonać kolejnych upraszczających przekształceń i napisać

$$\frac{p\Delta x}{h} < 1$$

gdzie *p* oznacza pęd. Kolejne przestawienie wyrazów nierówności daje

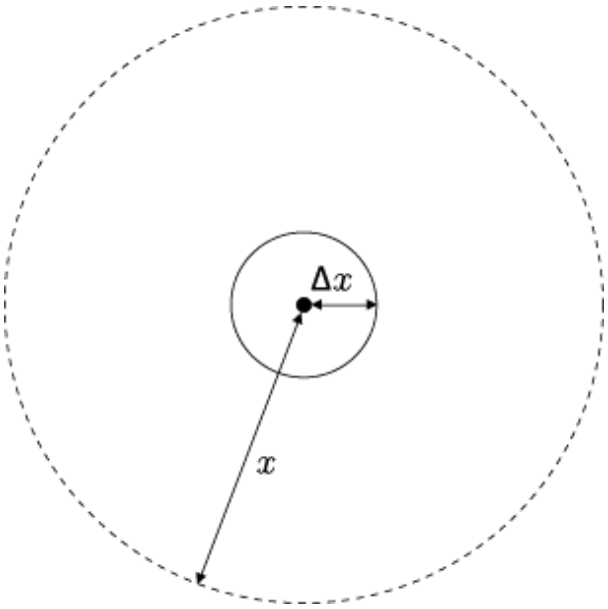
$$p\Delta x < h$$

Ostatnia nierówność jest na tyle ważna, że poświęcimy jej dłuższą chwilę. Znaleźliśmy się już bardzo blisko zasady nieoznaczoności Heisenberga.

Na razie zakończyliśmy rozumowanie matematyczne i jeśli nie udało ci się prześledzić uważnie wszystkich kroków, możesz po prostu przyjąć ostatnią nierówność jako daną i dołączyć do nas w dalszej analizie.

Przekonaliśmy się właśnie, że jeśli zaczniemy od cząstki zlokalizowanej w obszarze o rozmiarze Δ*x*, to po pewnym czasie możemy ją odkryć w dowolnym punkcie większego obszaru o rozmiarze *x*. Całą sytuację przedstawiono na rysunku 4.5.

Dokładniej mówiąc, oznacza to, że jeśli poszukiwalibyśmy cząstki w chwili początkowej, to najpewniej znaleźlibyśmy ją gdzieś w wewnętrznym kole. Jeśli zaś zamiast mierzyć jej położenie, poczekalibyśmy jakiś czas, to później istniałaby duża szansa, że znajdziemy ją w dowolnym punkcie dużego, zewnętrznego koła. Wynika z tego, że cząstka mogła się przemieścić z mniejszego koła do większego. Nie musiała tego zrobić, istnieje niezerowe prawdopodobieństwo, że będzie się wciąż znajdować w mniejszym obszarze, odpowiadającym Δx. Równie dobrze jednak pomiar może też pokazać, że cząstka znalazła się przy samym brzegu większego koła[13]. Gdyby faktycznie tak się stało, uznalibyśmy, że cząstka porusza się z pędem występującym w wyprowadzonej przez nas nierówności (jeśli nie śledziłeś rozumowania matematycznego, musisz nam uwierzyć na słowo), czyli $p = h/\Delta x$.



Rysunek 4.5. Mały obszar rośnie w miarę upływu czasu, co odpowiada cząstce, która może znaleźć się w coraz to większej porcji przestrzeni.

Moglibyśmy zacząć znów od początku, ustawiając wszystko tak jak poprzednio, by cząstka kolejny raz znajdowała się początkowo w mniejszym kole o promieniu Δx. Kiedy chwilę później dokonamy pomiaru cząstki, znajdziemy ją pewnie gdzieś indziej wewnątrz

większego koła, raczej nie przy samym brzegu. Dojdziemy więc do wniosku, że jej pęd przyjmuje wartość istotnie mniejszą niż maksymalna.

Jeśli wyobrazimy sobie wielokrotne powtarzanie tego eksperymentu, polegającego na pomiarze pędu cząstki wyruszającej z małego obszaru o rozmiarze Δx, to otrzymamy zwykle wartości p rozkładające się między zerem a maksimum równym $h/\Delta x$. Powiedzenie: „przewiduję, że jeśli powtórzysz to doświadczenie wiele razy, to wynik pomiaru pędu da liczbę między zerem a $h/\Delta x$" oznacza, iż „niepewność czy nieoznaczoność pędu wynosi $h/\Delta x$". Podobnie jak w wypadku nieoznaczoności położenia, fizycy przypisują tej nieoznaczoności symbol Δp i zapisują otrzymaną zależność jako $\Delta p\ \Delta x \sim h$. Symbol „~" oznacza, że iloczyn nieoznaczoności położenia i pędu jest z grubsza równy stałej Plancka – może być trochę większy albo trochę mniejszy. Jeśli przyłożylibyśmy się staranniej do obliczeń matematycznych, moglibyśmy podać dokładną postać tej zależności, związaną ze szczegółowymi cechami początkowego obszaru. Nie warto jednak tracić na to czasu, gdyż to, do czego doszliśmy, w zupełności wystarczy do uchwycenia kluczowych aspektów problemu.

Stwierdzenie, że nieoznaczoność położenia cząstki pomnożona przez nieoznaczoność jej pędu jest (w przybliżeniu) równa stałej Plancka, stanowi pewnie najczęściej spotykane sformułowanie zasady nieoznaczoności Heisenberga. Mówi nam ono, że jeśli zaczniemy eksperyment, wiedząc, iż cząstka w pewnym momencie leży w ściśle określonym obszarze, to pomiar położenia tej cząstki jakiś czas później pokaże, że porusza się ona z pędem, którego wartości nie umiemy przewidzieć dokładniej niż „gdzieś między zerem a $h/\Delta x$". Inaczej mówiąc, jeśli zaczniemy zamykać cząstkę w coraz to mniejszym obszarze, to będzie ona miała tendencję do wyskakiwania z tego obszaru coraz dalej. Jest to na tyle istotne, że warto sformułować tę myśl już trzeci raz: im dokładniej znasz położenie cząstki w jakimś momencie, tym mniej wiesz o tym, jak szybko się ona porusza, a więc i gdzie znajdzie się chwilę później.

Tak właśnie wygląda zasada nieoznaczoności sformułowana przez Heisenberga. Leży ona w sercu teorii kwantowej. Trzeba wyraźnie

stwierdzić, że w samej zasadzie nie ma nic nieprecyzyjnego czy mglistego. Mówi ona o naszej niezdolności do tego, by śledzić poruszające się cząstki z absolutną dokładnością, i nie zostawia miejsca na jakąś kwantową magię, tak samo jak fizyka klasyczna nie zostawia miejsca na magię newtonowską. Na ostatnich kilku stronach wyprowadziliśmy zasadę nieoznaczoności Heisenberga z podstawowych reguł fizyki kwantowej, wyrażonych za pomocą przepisów na nakręcanie, kurczenie i dodawanie do siebie zegarów. W istocie źródło zasady nieoznaczoności leży w założeniu, że w chwilę po tym, kiedy zmierzymy położenie jakiejś cząstki, może ona znaleźć się w dowolnym punkcie Wszechświata. Początkowe dzikie przypuszczenie, że cząstka może znajdować się jednocześnie wszędzie i w każdym miejscu, zostało oswojone dzięki orgii kwantowej interferencji. W pewnym sensie jedyne, co pozostało z anarchii, od której zaczęliśmy, to właśnie zasada nieoznaczoności.

Zanim przejdziemy dalej, musimy jeszcze powiedzieć coś bardzo istotnego dotyczącego interpretacji zasady nieoznaczoności. Nie wolno nam popełnić błędu polegającego na uznaniu, że cząstka jest tak naprawdę w jakimś pojedynczym konkretnym miejscu, a początkowy rozkład zegarów w przestrzeni odzwierciedla wyłącznie pewne ograniczenia w naszym rozumieniu całej sytuacji. Jeśli myślelibyśmy w ten sposób, to nie udałoby się nam wyprowadzić poprawnie zasady nieoznaczoności, gdyż nie dostrzeglibyśmy konieczności rozważania zegarów z wszystkich punktów początkowego obszaru, przenoszenia ich do odległego punktu X, a następnie dodawania do siebie. To ta procedura doprowadziła nas do ostatecznego wyniku – musieliśmy założyć, że cząstka dociera do X przez superpozycję wszystkich możliwych ścieżek. Później podamy przykłady wykorzystania zasady nieoznaczoności w badaniu autentycznych układów fizycznych. Na razie powinno nas cieszyć to, że dotarliśmy do jednego z kluczowych wyników teorii kwantowej dzięki zastosowaniu wyłącznie prostych manipulacji wyimaginowanymi zegarami.

Wstawmy teraz do równań kilka konkretnych liczb, aby lepiej poczuć to, co opisujemy. Jak długo musimy czekać, żeby pojawiła się rozsądna szansa na to, że ziarnko piasku samo wyskoczy z pudełka

zapałek? Przyjmijmy, że pudełko ma ścianki długości 3 cm, a ziarnko piasku waży 1 mikrogram. Przypomnijmy, że warunek na to, by istniało rozsądne prawdopodobieństwo przeskoczenia przez ziarnko danej odległości, to

$$\frac{mx\Delta x}{ht} < 1$$

gdzie Δx to rozmiar pudełka. Obliczmy, jakie powinno być t, jeśli chcemy, by ziarnko skoczyło na odległość x = 4 cm, co wystarczyłoby swobodnie do wydostania się na zewnątrz pudełka. Proste przekształcenia algebraiczne doprowadzają nas do nierówności

$$t > \frac{mx\Delta x}{h}$$

i wstawienie odpowiednich liczb mówi nam, że czas t musi być większy niż mniej więcej 10^{21} sekund. To tyle samo co około 6×10^{13} lat, czyli ponad tysiąc razy więcej, niż wynosi aktualny wiek Wszechświata. Najpewniej więc się to nie zdarzy. Mechanika kwantowa może i jest dziwaczna, ale nie aż tak, by pozwolić ziarnku piasku na samoistne wyskoczenie z pudełka zapałek.

Aby zakończyć ten rozdział, a jednocześnie przygotować się na następny, zauważmy jeszcze jedną rzecz. Nasze wyprowadzenie zasady nieoznaczoności opierało się na początkowej konfiguracji zegarów pokazanej na rysunku 4.4. W szczególności przyjęliśmy, że wszystkie zegary w początkowym obszarze miały wskazówki tej samej wielkości i pokazywały ten sam czas. To ustawienie odpowiada cząstce spoczywającej początkowo w pewnym obszarze przestrzeni – na przykład ziarnku piasku leżącemu w pudełku od zapałek. Chociaż odkryliśmy, że cząstka najpewniej nie będzie pozostawać w spoczynku, przekonaliśmy się też, że dla dużych obiektów –

a w skali kwantowej ziarnko piasku jest naprawdę olbrzymie – ruch będzie całkowicie niezauważalny. Tak więc co prawda w naszej teorii występuje ruch, ale dla wystarczająco dużych obiektów nie daje się go zaobserwować. Oznacza to oczywiście, że umknęło nam coś istotnego, gdyż duże obiekty w rzeczywistości się poruszają, a musimy pamiętać, że teoria kwantowa opisuje wszystkie ciała, od najmniejszych po największe. Musimy zatem zająć się następującym problemem: jak wyjaśnić ruch?

6 Albo estetyczny, w zależności od punktu widzenia.

7 Jeśli masz kłopoty ze zrozumieniem ostatniego zdania, spróbuj zastąpić w nim słowo „zegar” wyrazem „fala”.

8 Energia kinetyczna jest równa $mv^2/2$, a energia potencjalna mgh, gdzie m oznacza masę kuli, v jej prędkość, h wysokość nad powierzchnią Ziemi, g zaś to przyspieszenie, jakiemu podlegają w wyniku grawitacji wszystkie ciała znajdujące się w pobliżu powierzchni Ziemi. Działanie to ich różnica scałkowana między dwoma momentami odpowiadającymi dwóm punktom na trajektorii.

9 Wikipedia opisuje „kit” jako „ogólną nazwę różnorodnych, bardzo gęstych mas plastycznych, twardniejących po pewnym czasie od użycia”, ale potocznie używa się go też w znaczeniu „bzdury, nonsens”. Do naszego przypadku pasują obydwa wyjaśnienia.

10 Ściśle rzecz ujmując, skurczenie wszystkich zegarów tyle samo razy zachodzi tylko wtedy, gdy zignorujemy efekty wynikające ze szczególnej teorii względności Einsteina. Inaczej niektóre z zegarów powinny się kurczyć bardziej niż inne. Nie będziemy się jednak tym przejmować.

11 Dla cząstki o masie m skaczącej na odległość x w czasie t działanie wynosi $\frac{1}{2}m(x/t)^2t$, jeśli cząstka porusza się po linii prostej ze stałą prędkością. Nie oznacza to jednak, że cząstki kwantowe podróżują z jednego miejsca na drugie po liniach prostych. Reguła obracania wskazówek powstaje w wyniku skojarzenia zegara z każdą ścieżką, po jakiej cząstka może dostać się z jednego punktu do drugiego i to, że ostateczny wynik dodania wszystkich tych zegarów jest tak prosty, wydaje się zbiegiem okoliczności. Reguła obracania wskazówek staje się na przykład dużo bardziej skomplikowana, jeśli wprowadzimy do niej poprawki wiążące się z zapewnieniem spójności z Einsteinowską szczególną teorią względności.

12 Typowe ziarnko piasku ma masę około 1 mikrograma, czyli jednej miliardowej kilograma.

13 Cząstka może też udać się nawet dalej, poza brzeg zaznaczonego na rysunku większego koła, ale jak pokazaliśmy wcześniej, dla takiego przypadku zegary zwykle wzajemnie się kasują.

5

Ruch jako złudzenie

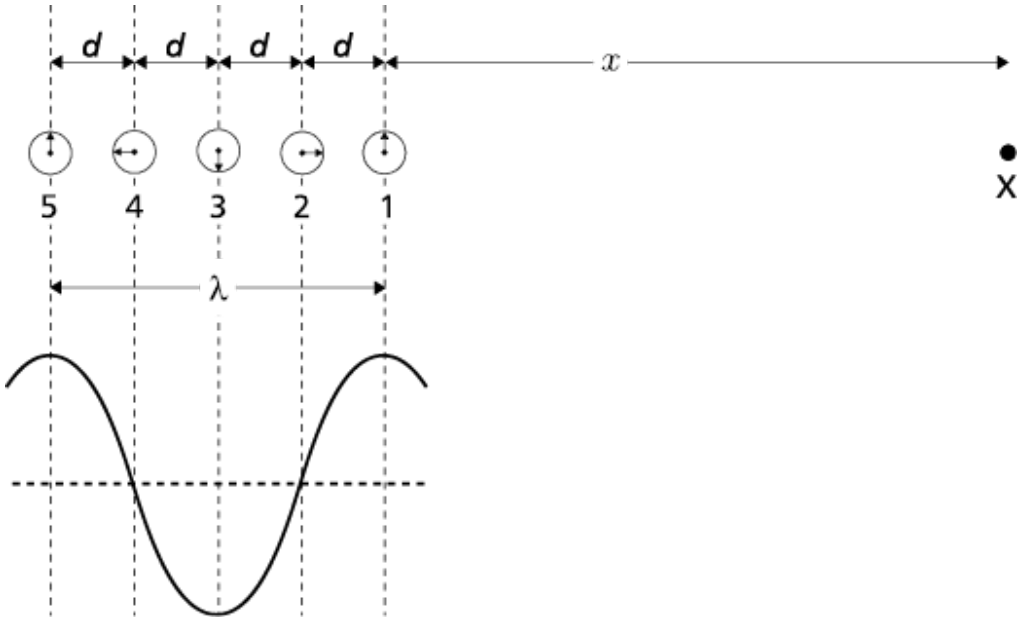
W poprzednim rozdziale wyprowadziliśmy zasadę nieoznaczoności Heisenberga, wykorzystując pewien szczególny początkowy układ zegarów – niewielki zbiór charakteryzujący się wskazówkami o takiej samej długości, w tym samym kierunku zwróconymi. Odkryliśmy, że taki układ odpowiada cząstce, która jest w przybliżeniu nieruchoma, choć kwantowe zasady nakazują, by nieco podrygiwała. Teraz utworzymy inny początkowy zestaw, próbując opisać przy jego użyciu cząstkę będącą w ruchu. Na rysunku 5.1 przedstawiliśmy nowy układ zegarów. Znów jest to skupisko odpowiadające cząstce znajdującej się początkowo w jego pobliżu. Zegar w punkcie 1 wskazuje dwunastą, tak jak w poprzednim układzie, ale pozostałe mają wskazówki przesunięte nieco do przodu, a wartość tego przesunięcia jest za każdym razem inna. Tym razem narysowaliśmy pięć zegarów, by łatwiej było zrozumieć, co się dzieje, ale – podobnie jak wcześniej – pomiędzy zegarami widocznymi na rysunku musimy wyobrażać sobie kolejne, po jednym w każdym punkcie w przestrzeni naszego wydzielonego obszaru. Zastosujmy teraz – tak jak poprzednio – naszą regułę kwantową i przenieśmy zegary do punktu X, znacznie oddalonego od początkowego obszaru, by po raz kolejny opisać wiele możliwych sposobów przeskakiwania cząstki ze startowego położenia do X.

Wykonując (mamy nadzieję) coraz ci lepiej znajomą procedurę, zabierzmy zegar z punktu 1 i przenieśmy go do punktu X, przesuwając w trakcie skoku jego wskazówki. Kąt obrotu wyniesie wtedy:

$$W_1 = \frac{mx^2}{2ht}$$

Weźmy teraz zegar z punktu 2 i przenieśmy do X. Skok jest nieco dłuższy, powiedzmy, że o odległość równą *d*. Wskazówki drugiego zegara obrócą się więc o nieco większy kąt:

$$W_2 = \frac{m(x+d)^2}{2ht}$$



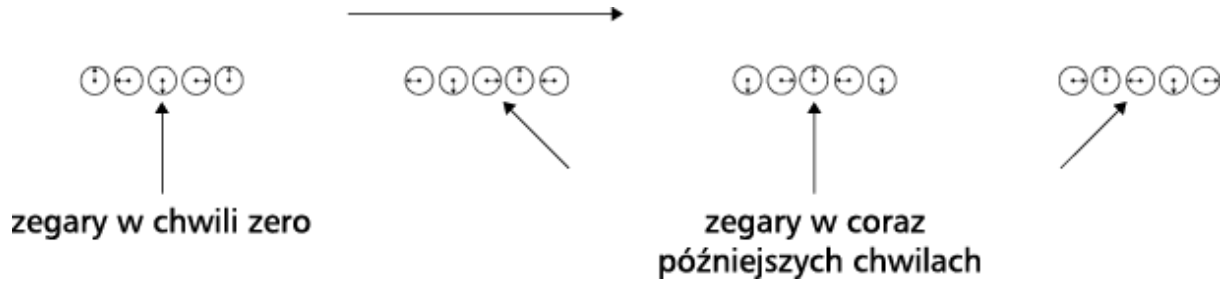
Rysunek 5.1. Początkowy obszar (opisany przez zegary od 1 do 5) składa się z zegarów pokazujących różne godziny – każdy z nich jest przesunięty o trzy godziny w porównaniu ze swoimi sąsiadami. Dolna część rysunku pokazuje, jak zmienia się czas wskazywany przez zegary w całym obszarze.

Wszystko to robiliśmy w poprzednim rozdziale, ale być może dostrzegasz już, że w wypadku nowego początkowego układu zegarów zdarzy się coś innego. Początkowo zegar 2 był przesunięty *do przodu* o trzy godziny w porównaniu z zegarem 1 – z godziny dwunastej na godzinę trzecią. Przenosząc jednak zegar 2 do punktu

X, musimy przesunąć go *do tyłu* o nieco więcej niż zegar 1, co odpowiada dodatkowej odległości *d*, jaką musi pokonać zegar 2. Jeśli zaprojektowalibyśmy nasz układ tak, by początkowe przesunięcie do przodu zegara 2 miało taką samą wartość jak dodatkowe przesunięcie do tyłu, które następuje podczas skoku do X, wówczas zegar 2 dotarłby do punktu X, *pokazując taką samą godzinę* jak zegar 1. Oznaczałoby to, że na pewno nie nastąpi skasowanie się odpowiednich wskazówek, a wręcz przeciwnie – zegar 2 doda się do 1, tworząc zegar o dłuższej wskazówce, co z kolei powoduje, że istnieje duże prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w X. Ta sytuacja jest zupełnie inna od orgii interferencji, z którą mieliśmy do czynienia, kiedy rozpoczęliśmy od układu zegarów pokazujących tę samą godzinę. Przyjrzyjmy się teraz zegarowi 3, który w porównaniu z pierwszym jest przesunięty o sześć godzin do przodu. Ten zegar, aby dotrzeć do X, musi przemieścić się o dodatkowy dystans równy 2*d*. Podobnie jak we wcześniejszym przypadku i on, z powodu przesunięcia w czasie, w punkcie X wskaże godzinę dwunastą. Jeśli w ten sam sposób ustawimy wszystkie początkowe przesunięcia, wówczas podobny wynik powtórzy się dla każdego punktu w obszarze i wszystkie zegary w X dodadzą się do siebie.

Oznacza to, że istnieje duże prawdopodobieństwo, iż w jakiejś późniejszej chwili cząstka znajdzie się w punkcie X. Punkt X zostaje więc wyróżniony, gdyż to właśnie w nim wszystkie zegary z całego obszaru wskazują tę samą godzinę. X nie jest jednak jedynym takim wyjątkowym miejscem – również wszystkie punkty znajdujące się na lewo od X w odległości nie większej niż szerokość początkowego obszaru mają tę samą własność – wszystkie trafiające do nich zegary będą się do siebie dodawać. Aby się o tym przekonać, wystarczy zauważyć, że mogliśmy przetransportować zegar 2 do punktu leżącego na lewo od X i odległego od niego o *d*. Odpowiadałoby to przesunięciu zegara 2 na odległość *x*, czyli taką samą, o jaką przemieściliśmy zegar 1, kiedy umieszczaliśmy go w X. Następnie moglibyśmy przesunąć zegar 3 do tego samego punktu na lewo od X, pokonując tym samym odległość $x + d$ – taką samą, o jaką wcześniej przesunęliśmy zegar 2. Te dwa zegary powinny więc po

przesunięciu wskazywać tę samą godzinę i dodać się do siebie. Możemy kontynuować tę procedurę dla wszystkich zegarów z początkowego obszaru, ale tylko do chwili, kiedy na lewo od X dotrzemy na odległość równą szerokości obszaru wyjściowego. Poza tym specjalnym odcinkiem zegary w większości się kasują, ponieważ nie są już chronione przed zachodzącą zazwyczaj orgią interferencji[14]. Interpretacja jest jasna: zbiór zegarów przemieszcza się tak, jak pokazano to na rysunku 5.2.



Rysunek 5.2. Zbiór zegarów przesuwa się ze stałą prędkością w prawo. Jest to spowodowane tym, że wskazówki zegarów zostały początkowo ustawione tak, jak opisano to w tekście.

Dotarliśmy do naprawdę fascynującego wniosku. Korzystając z początkowego zbioru zegarów wskazujących nie te same, lecz różne, przesunięte względem siebie o taką samą wartość godziny, doszliśmy do opisu poruszającej się cząstki. Co więcej, okazuje się, że potrafimy też znaleźć istotny związek między tak ustawionymi zegarami a zachowaniem fal.

Przypomnij sobie, że powodem, dla którego w ogóle zaczęliśmy korzystać z zegarów jeszcze w rozdziale 2, była próba wyjaśnienia przypominającego falę zachowania cząstki w eksperymencie z dwiema szczelinami. Zerknij na rysunek 3.3. Przedstawiliśmy na nim układ zegarów opisujący falę. Wygląda on zupełnie tak samo jak nasz poruszający się układ zegarów. Odpowiadającą mu falę naszkicowaliśmy w dolnej części rysunku 5.1. Skorzystaliśmy przy tym ze znanej już nam metody: godzina dwunasta przedstawia grzbiet fali, szósta – dolinę, natomiast trzecia i dziewiąta – miejsca, w których wysokość fali wynosi zero.

Tak jak należało się spodziewać, okazuje się, że uzyskany przez nas obraz poruszającej się cząstki ma coś wspólnego z falą. Wielkością charakteryzującą falę jest jej długość; odpowiada ona odległości pomiędzy zegarami, które w naszym układzie wskazują taką samą godzinę. Uwzględniliśmy to na rysunku i oznaczyliśmy przez λ.

Możemy teraz wyznaczyć odległość, jaka musi dzielić punkt X od początkowego obszaru, aby sąsiadujące ze sobą zegary dodały się do siebie. To doprowadzi nas do jeszcze innego, kluczowego dla mechaniki kwantowej wyniku, a także sprawi, że związek między cząstkami kwantowymi a falami stanie się znacznie jaśniejszy. Naszedł czas na odrobinę matematyki.

Najpierw musimy zapisać, jak wygląda dodatkowa wartość, o jaką jest przesunięty zegar 2 w porównaniu z zegarem 1, wynikająca z tego, że musi się on dalej przemieścić, by dotrzeć do X. Dzięki wykorzystaniu obliczeń zamieszczonych na początku rozdziału otrzymujemy:

$$W_2 - W_1 = \frac{m(x+d)^2 - mx^2}{2ht} \simeq \frac{mxd}{ht}$$

Możesz sam wykonać odpowiednie rachunki, wymnażając wyrażenie w nawiasie i odrzucając d^2, ponieważ d, czyli odległość między zegarami, jest bardzo małe w porównaniu z x, czyli odległością do punktu X znajdującego się dość daleko od początkowego obszaru.

Zapisanie warunku na to, by zegary wskazywały tę samą godzinę, również nie jest skomplikowane: chcemy, by dodatkowe przesunięcie powodowane ruchem zegara 2 zostało idealnie skasowane przez dodatkowy początkowy obrót jego wskazówek. Na przykład dla zegara 2 na rysunku 5.1 dodatkowe przesunięcie wynosi 1/4, ponieważ przesunęliśmy jego wskazówki do przodu o ćwierć pełnego obrotu. Podobnie zegar 3 jest przesunięty o 1/2, ponieważ początkowo przestawiliśmy jego wskazówki o połowę obrotu. Korzystając z symboli, możemy wyrazić część jednego pełnego obrotu między dwoma zegarami w ogólnej sytuacji jako d/λ, gdzie d

to odległość między zegarami, a λ – odpowiednia długość fali. Jeśli nie jest to dla ciebie jasne, wyobraź sobie przypadek, w którym odległość między zegarami jest równa długości fali. Wówczas *d = λ,* a *d/λ = 1*, co oznacza jeden pełny obrót – oba zegary będą więc wskazywać tę samą godzinę.

Podsumowując, możemy stwierdzić, że aby dwa sąsiednie zegary wskazywały tę samą godzinę w punkcie X, dodatkowy obrót początkowego zegara musi być równy dodatkowemu obrotowi spowodowanemu przez różnicę w pokonywanym podczas skoku dystansie:

$$\frac{mxd}{ht} = \frac{d}{\lambda}$$

Możemy to uprościć, tak jak robiliśmy to już wcześniej, zauważając, że *mx/t* jest pędem cząstki, oznaczanym przez *p*. Po niewielkim uporządkowaniu wyrazów dostajemy więc:

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

To ostatnie równanie jest na tyle ważne, że zyskało własną nazwę. Nazywa się je równaniem de Broglie'a, zaproponował je we wrześniu 1923 roku francuski fizyk Louis de Broglie. Jego istotność wynika z tego, że przyporządkowuje ono długość fali cząstce o ściśle określonym pędzie. Innymi słowy, wyraża precyzyjnie bliskie powiązanie między własnością zwykle łączoną z cząstkami (czyli pędem) i własnością zwykle kojarzoną z falami (długością fali). W ten sposób cząstkowo-falowa dualność mechaniki kwantowej wyłoniła się z naszych manipulacji zegarami.

Równanie de Broglie'a stanowiło ogromny skok koncepcyjny. W przedstawiającym je artykule francuski fizyk napisał, że „wyimaginowana fala towarzysząca" powinna być powiązana z każdą

cząstką, w tym z elektronami, oraz że przechodzący przez szczelinę promień elektronów „powinien ukazać obraz dyfrakcyjny”[15]. W 1923 roku były to tylko teoretyczne spekulacje, gdyż Davisson i Germer zaobserwowali wzór interferencyjny w doświadczeniach z wiązkami elektronów dopiero w 1927 roku. Mniej więcej w tym samym czasie również Einstein przedstawił wniosek podobny do stwierdzenia de Broglie’a (choć wykorzystał do jego wyprowadzenia inne rozumowanie) i to właśnie te dwa teoretyczne postulaty stały się inspiracją dla Schrödingera przy tworzeniu mechaniki falowej. W artykule poprzedzającym ten, w którym wprowadził równanie nazwane później jego nazwiskiem, Schrödinger napisał: „To nic innego jak poważne potraktowanie falowej teorii poruszającej się cząstki zaproponowanej przez de Broglie’a i Einsteina”.

Możemy nieco lepiej zrozumieć, co kryje się za równaniem de Broglie’a, jeśli przyjrzymy się temu, co dzieje się, gdy zmniejszymy długość fali, co odpowiada zwiększeniu względnych przesunięć wskazówek sąsiadujących ze sobą zegarów. Innymi słowy, zmniejszymy odległość między zegarami wskazującymi tę samą godzinę. Oznacza to, że musimy zwiększyć odległość *x*, aby zrekompensować zmniejszenie λ. Punkt X musi się więc znajdować dalej, aby dodatkowe przesunięcie wskazówek mogło zostać „zniesione”. To z kolei odpowiada szybciej poruszającej się cząstce: mniejsza długość fali oznacza większy pęd. Ostatnie zdanie przedstawia właśnie to, co kryje się za równaniem de Broglie’a. W tym, że udało nam się „wyprowadzić” zwykły ruch (ponieważ nasz układ zegarów przemieszcza się w sposób ciągły w czasie), zaczynając od nieruchomego zestawu zegarów, jest coś niezwykle ujmującego.

Pakiety falowe

Teraz chcielibyśmy powrócić do ważnego zagadnienia, które pominęliśmy wcześniej w tym rozdziale. Stwierdziliśmy, że początkowy układ zegarów w całości przenosi się w pobliże punktu

X, ale tylko z grubsza utrzymuje swoją początkową konfigurację. Co tak naprawdę znaczy to mało precyzyjne stwierdzenie? Odpowiedź na to pytanie doprowadzi nas z powrotem do zasady nieoznaczoności Heisenberga i pozwoli jeszcze lepiej ją zrozumieć.

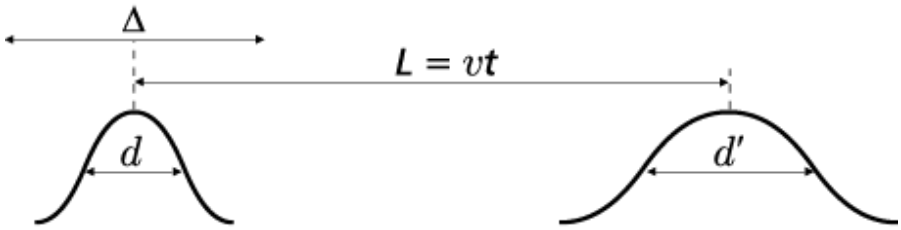
Opisywaliśmy zachowanie układu zegarów odpowiadającego cząstce, którą można znaleźć gdzieś w granicach ustalonego małego obszaru w przestrzeni. Obszar ten wyznacza pięć zegarów z rysunku 5.1. Takie skupisko zegarów określane jest mianem pakietu falowego. Przekonaliśmy się już jednak, że zamknięcie cząstki w jakimś obszarze niesie za sobą konsekwencje. Nie możemy zapobiec temu, żeby cząstki o ustalonym położeniu nie dotknęła zasada Heisenberga (innymi słowy – jej pęd jest nieokreślony, ponieważ położenie jest znane), co prowadzi do tego, że w miarę upływu czasu cząstka „ulatnia się" z obszaru, w którym znajdowała się początkowo. Podobne zjawisko występowało, gdy wszystkie zegary wskazywały na starcie tę samą godzinę, i występuje również dla poruszającego się układu zegarów. Powoduje ono, że pakiet falowy w miarę upływu czasu zacznie się rozmywać, tak samo jak położenie tkwiącej początkowo w jakimś miejscu cząstki po pewnym czasie stawało się rozmyte.

Jeśli zaczekamy wystarczająco długo, pakiet falowy odpowiadający poruszającemu się zestawowi zegarów zupełnie się rozpadnie, a my utracimy zdolność przewidywania tego, gdzie znajduje się cząstka. Oczywiście będzie to miało wpływ na wszelkie próby pomiaru jej prędkości. Przyjrzyjmy się temu problemowi bliżej.

Dobrym sposobem na zmierzenie prędkości cząstki jest dokonanie dwóch pomiarów jej położenia w dwóch różnych chwilach. Możemy wówczas obliczyć prędkość, dzieląc odległość, którą pokonała cząstka, przez czas, jaki minął pomiędzy pomiarami. Jednak ze względu na nasze ostatnie wnioski taka procedura niesie ze sobą pewne niebezpieczeństwo: jeśli dokonamy zbyt dokładnego pomiaru położenia cząstki, ryzykujemy ściśnięcie jej pakietu falowego, a tym samym zmianę jej dalszego ruchu. Skoro nie chcemy w wyraźny sposób narazić cząstki na działanie zasady Heisenberga (czyli w zasadniczy sposób zwiększyć jej pędu, ponieważ Δx stało się zbyt małe), musimy się postarać, żeby pomiary położenia były

wystarczająco nieprecyzyjne. „Nieprecyzyjne” jest oczywiście słowem mało precyzyjnym, postarajmy się więc je dookreślić. Jeśli korzystamy z urządzenia wykrywającego cząstkę, które może ustalić jej położenie z dokładnością do 1 mikrometra, a pakiet falowy ma szerokość 1 nanometra, to nasze urządzenie nie będzie miało wielkiego wpływu na cząstkę. Przeprowadzający takie doświadczenie może być zupełnie zadowolony z uzyskanej rozdzielczości 1 mikrona, ale z punktu widzenia elektronu odpowiednie urządzenie poinformowało eksperymentatora jedynie, że cząstka znajduje się w pewnym ogromnym pudle, tysiąc razy większym od pakietu falowego. W tym wypadku spowodowany przez pomiar efekt wynikający z zasady Heisenberga będzie bardzo mały w porównaniu z efektem tejże zasady wiążącym się ze skończonym rozmiarem pakietu falowego. Tak właśnie należy rozumieć wyrażenie „wystarczająco nieprecyzyjne”.

Pokazaliśmy ten przypadek na rysunku 5.3. Początkową szerokość pakietu falowego oznaczyliśmy przez d, a rozdzielczość urządzenia pomiarowego przez Δ. Na rysunku przedstawiliśmy też pakiet falowy w jakiejś późniejszej chwili; jest on wówczas nieco bardziej rozciągnięty i ma szerokość d', która jest większa od d. Szczyt pakietu falowego przemieścił się na odległość L w ciągu czasu t z prędkością v. Prosimy o wybaczenie, jeśli te formalne oznaczenia przypominają ci o dawno zapomnianych szkolnych czasach, kiedy siedziałeś za poplamioną i zniszczoną drewnianą ławką, słuchając głosu nauczycielki od matematyki, który powoli gasł, tak jak za oknem gasło popołudniowe światło zimowego dnia, podczas gdy ty zapadałeś w dyskretną drzemkę. Nie ryzykujemy jednak pobrudzenia się kredą bez powodu – mamy nadzieję, że wniosek, do jakiego wkrótce dojdziemy, sprawi, iż rozbudzisz się szybciej, niż gdybyś w czasach szkolnych dostał w twarz lecącą przez pół klasy gąbką.



Rysunek 5.3. Pakiet falowy w dwóch różnych chwilach. Pakiet przesuwa się w prawo i w miarę upływu czasu się rozszerza. Porusza się, ponieważ tworzące go zegary mają wskazówki odpowiednio obrócone względem siebie (de Broglie). Jego rozszerzanie się wynika natomiast z zasady nieoznaczoności. Kształt pakietu nie odgrywa zasadniczej roli, ale dodamy jeszcze, że tam, gdzie jest duży, takie też są zegary, a tam, gdzie jest mały, również zegary są małe.

Wróćmy jednak – z nowym zapałem – do naszego metaforycznego laboratorium. Próbujemy zmierzyć prędkość *v* pakietu falowego, dokonując dwóch pomiarów jego położenia w dwóch różnych chwilach. Dzięki temu otrzymamy odległość *L*, którą pakiet falowy pokonał w czasie *t*. Nasze urządzenie pomiarowe ma jednak rozdzielczość Δ, tak więc nie będziemy mogli ustalić dokładnej wartości *L*. Zapisując zmierzoną w ten sposób prędkość za pomocą symboli, otrzymamy:

$$v = \frac{L \pm \Delta}{t}$$

gdzie obecność znaku łączącego plus i minus ma nam po prostu przypominać, że skoro dokonaliśmy dwóch pomiarów położenia, nie zawsze otrzymamy *L*, ale „*L* plus coś" lub „*L* minus coś", a istnienie tego „czegoś" wynika z faktu, że zdecydowaliśmy się na niezbyt dokładny pomiar położenia cząstki. To ważne, abyśmy pamiętali, że tak naprawdę nie możemy zmierzyć *L*: zawsze będziemy otrzymywać wartość w zakresie

$$L \pm \Delta$$

Powinniśmy też zawsze być świadomi tego, że Δ musi być dużo większe niż rozmiar pakietu falowego, gdyż w przeciwnym razie ścisnęlibyśmy cząstkę i tym sposobem zasadniczo zaburzyli jej ruch.

Przekształćmy nieco ostatnie równanie, tak żebyśmy mogli lepiej zrozumieć, co ono opisuje:

$$v = \frac{L}{t} \pm \frac{\Delta}{t}$$

Wygląda na to, że jeśli *t* będzie bardzo duże, to otrzymamy pomiar prędkości *v = L/t* z bardzo małym rozrzutem. Możemy zdecydować się na bardzo długie czekanie przed pomiarem, tym samym wybierając *t* jako tak bardzo duże, jak tylko chcemy, i (w konsekwencji) Δ/*t* jako tak bardzo małe, jak tylko chcemy, cały czas zachowując wystarczająco dużą wartość Δ. Wydaje się więc, że potrafimy tym samym w wygodny sposób dokonać dowolnie precyzyjnego pomiaru prędkości cząstki bez wpływania na nią – po prostu trzeba bardzo długo zaczekać po dokonaniu pierwszego pomiaru na zrobienie drugiego. Intuicja podpowiada, że ma to sens. Wyobraź sobie, że mierzysz prędkość poruszającego się po drodze samochodu. Jeśli sprawdzisz, jak daleko przejechał w ciągu jednej minuty, zazwyczaj otrzymasz dokładniejszy pomiar jego prędkości, niż gdybyś mierzył dystans pokonany w ciągu jednej sekundy. Czyżby udało nam się wykręcić się od zasady Heisenberga?

Oczywiście nie – zapomnieliśmy o uwzględnieniu jednego czynnika. Cząsteczkę opisuje pakiet falowy, który w miarę upływu czasu staje się coraz bardziej rozmyty. Jeśli upłynie wystarczająco dużo czasu, to rozmywanie się sprawi, że pakiet falowy rozpłynie się po całej przestrzeni, co będzie oznaczać, iż cząstka może być wszędzie. To z kolei spowoduje, że zakres wartości, jakie otrzymamy, mierząc *L*, zwiększy się i uniemożliwi nam tym samym dokonanie dowolnie dokładnego pomiaru prędkości.

W przypadku cząstki opisywanej przez pakiet falowy jesteśmy więc ostatecznie zawsze ograniczeni przez zasadę nieoznaczoności.

Ponieważ cząstka początkowo znajduje się w obszarze o rozmiarze *d*, zasada Heisenberga mówi nam, że jej pęd jest odpowiednio rozmyty, a niepewność co do jego wartości wynosi *h/d*.

Istnieje więc tylko jeden sposób, którego możemy użyć, by utworzyć konfigurację zegarów reprezentujących cząstkę poruszającą się z dobrze określonym pędem – musimy sprawić, by *d* (a więc rozmiar pakietu falowego) było bardzo duże. Im będzie ono większe, tym mniejsza stanie się niepewność, z jaką możemy ustalić wartość pędu. Wniosek jest jasny: cząstka o dobrze określonym pędzie jest opisana przez bardzo duży zestaw zegarów[16]. Mówiąc dokładniej: cząstkę o precyzyjnie określonym pędzie opisuje nieskończenie długi układ zegarów, czyli nieskończenie długi pakiet falowy.

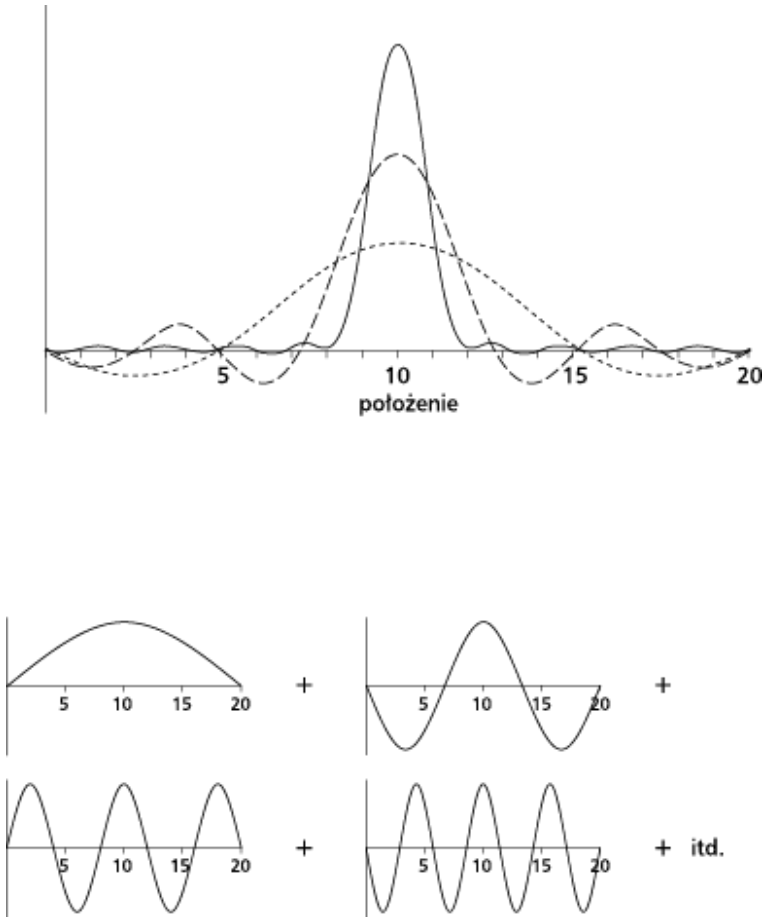
Przekonaliśmy się właśnie, że pakiet falowy o skończonym rozmiarze nie może odpowiadać cząstce o ściśle określonym pędzie. Oznacza to, że jeśli zmierzymy pęd bardzo wielu cząstek opisanych przez taki sam początkowy pakiet falowy, to nie otrzymamy za każdym razem takiego samego wyniku. Dostaniemy raczej zbiór wartości należących do pewnego przedziału i – niezależnie od tego, jak świetnie przeprowadzimy odpowiednie doświadczenie – przedział ten nie może być mniejszy niż *h/d*.

Możemy więc stwierdzić, że pakiet falowy opisuje cząstkę poruszającą się z pędami należącymi do pewnego przedziału. Z równania de Broglie'a wynika jednak, że w ostatnim zdaniu zamiast słowa „pędami" możemy wstawić „długościami fal". Dzieje się tak, ponieważ pęd cząstki jest powiązany z falą o dobrze określonej długości. Taka zamiana oznacza z kolei, że pakiet falowy musi być zbudowany z fal o wielu różnych długościach. Podobnie jeśli cząstka jest opisana przez falę o ściśle określonej długości[17], to fala ta musi rozciągać się w nieskończoność. Wygląda na to, że nasze rozumowanie zmierza do konkluzji, iż mały pakiet falowy składa się z wielu rozciągających się w nieskończoność fal o różnych długościach. Taki wniosek jest nieunikniony, a odpowiedni mechanizm jest doskonale znany zarówno matematykom i fizykom, jak i inżynierom. Zajmuje się nim dziedzina matematyki zwana

analizą fourierowską na cześć francuskiego fizyka matematycznego Josepha Fouriera.

Fourier był barwną osobowością. Wymieńmy choćby tylko niektóre przykłady jego wielu znamienitych osiągnięć: odkrył efekt cieplarniany, a w administracji Napoleona piastował stanowisko zarządcy Dolnego Egiptu. Zdaje się, że sprawiało mu przyjemność szczelne otulanie się kocem, gdyż to właśnie ono doprowadziło go do przedwczesnej śmierci pewnego dnia w 1830 roku, kiedy ciasno owinięty pledem spadł ze schodów. Jego fundamentalna praca dotycząca analizy fourierowskiej mówiła o przepływie ciepła w ciałach stałych i została opublikowana w 1807 roku. Elementy zasadniczej idei sformułowanej w tym artykule pojawiały się jednak w badaniach naukowych już wcześniej.

Fourier wykazał, że każdą falę – o dowolnie skomplikowanym kształcie i rozmiarze – można utworzyć, dodając do siebie pewną liczbę fal sinusoidalnych o różnych długościach. Najlepiej można to pokazać obrazowo. Na rysunku 5.4 kropkowana krzywa powstaje w wyniku dodania do siebie dwóch pierwszych fal sinusoidalnych widniejących na wykresach u dołu. Odpowiednie sumowanie możesz niemal wykonać w pamięci – obie fale osiągają maksymalną wysokość pośrodku, tam więc dodają się do siebie, podczas gdy na końcach przedziału się znoszą. Krzywa narysowana przerywaną linią pokazuje wynik sumowania wszystkich czterech fal z dolnej części ilustracji – w tym wypadku wzniesienie pośrodku staje się jeszcze wyższe. Wreszcie krzywa narysowana linią ciągłą jest efektem dodania pierwszych dziesięciu fal, czyli czterech pokazanych u dołu oraz dalszych sześciu o stopniowo zmniejszających się długościach. Im więcej fal dołączymy do mieszaniny, tym więcej szczegółów pojawi się w ostatecznej fali. Pakiet falowy na wykresie u góry (podobnie jak ten z rysunku 5.3) mógłby opisywać zlokalizowaną cząstkę. W ten sposób naprawdę można wyznaczyć fale o dowolnym kształcie – a osiąga się to dzięki dodawaniu do siebie prostych fal sinusoidalnych.



Rysunek 5.4. Wykres u góry: dodanie do siebie kilku fal sinusoidalnych, aby powstał ostro wznoszący się pakiet falowy. Kropkowana krzywa zawiera mniej fal niż krzywa narysowana linią ciągłą. Wykresy u dołu: pierwsze cztery fale wykorzystane do utworzenia pakietu falowego na górnym wykresie.

Równanie de Broglie'a mówi nam, że każdej z fal znajdujących się w dolnej części rysunku 5.4 odpowiada cząstka o dobrze określonym pędzie, który wzrasta, gdy maleje długość fali. Zaczyna być jasne, dlaczego jeśli cząstkę opisuje pewien zlokalizowany układ zegarów, to musi ona powstawać jako kombinacja pędów należących do pewnego przedziału.

Aby wyjaśnić to dokładniej, załóżmy, że pewną cząstkę opisuje układ zegarów przedstawiający ciągłą krzywą na górnej części rysunku 5.4[18]. Wiemy też już, że tę samą cząstkę można również opisać za pomocą ciągu dużo dłuższych układów zegarów: pierwszej

fali z wykresu u dołu plus drugiej fali z wykresu u dołu plus trzeciej fali z wykresu u dołu i tak dalej. Według tego toku rozumowania w każdym punkcie znajduje się kilka zegarów (po jednym z każdego długiego układu), które musimy dodać do siebie, by utworzyć pojedynczy układ zegarów odpowiadający wykresowi u góry rysunku 5.4. Tak naprawdę masz zupełną swobodę wyboru tego, w jaki sposób będziesz myślał o cząstce. Możesz wyobrażać ją sobie jako opisaną przez pojedynczy zegar umieszczony w każdym punkcie; w tym wypadku rozmiar zegara natychmiast informuje cię, gdzie z dużym prawdopodobieństwem można znaleźć cząstkę (w pobliżu najwyższego punktu wzniesienia wykresu w górnej części rysunku 5.4). Możesz też myśleć o cząstce jako opisanej przez pewną liczbę zegarów w każdym punkcie; jeden zegar przypadałby wówczas na jedną możliwą wartość pędu cząstki. Przypomina nam to, że zlokalizowana w niewielkim obszarze cząstka nie ma dobrze określonego pędu. Niemożność utworzenia zwartego pakietu falowego przy użyciu tylko jednej długości fali wynika bezpośrednio z matematycznej teorii Fouriera.

Podobny sposób myślenia otwiera przed nami nowe spojrzenie na zasadę nieoznaczoności Heisenberga. Mówi on, że nie jest możliwe przedstawienie cząstki za pomocą zlokalizowanego układu zegarów odpowiadających falom o pojedynczej, ustalonej długości. Zamiast tego, aby uzyskać kasowanie się zegarów poza początkowym obszarem, musimy łączyć różne długości fal, a więc różne pędy. Ceną, jaką płacimy za ograniczenie położenia cząstki do pewnego obszaru przestrzeni, jest więc przyznanie, że nie wiemy, jaki jest jej pęd. Co więcej, im bardziej ograniczymy położenie cząstki, tym więcej fal musimy do siebie dodać i tym mniej wiemy o pędzie. Tak właśnie brzmi treść zasady nieoznaczoności – odnalezienie innego sposobu na dotarcie do niej przyniosło nam wiele satysfakcji[19].

Na zakończenie tego rozdziału chcielibyśmy poświęcić jeszcze trochę czasu wynikom Fouriera. W koncepcjach, które właśnie omawialiśmy, kryje się niezwykle skuteczny sposób postrzegania teorii kwantowej. Podstawowy wniosek, do jakiego doszliśmy, mówi, że każdą cząstkę kwantową (niezależnie od stanu, w jakim się znajduje) opisuje pewna funkcja falowa. Jak do tej pory

przedstawialiśmy funkcję falową po prostu jako układ małych zegarów, umieszczonych po jednym w każdym punkcie w przestrzeni. Wielkość zegara określa prawdopodobieństwo tego, że w danym punkcie będzie można znaleźć cząstkę. Taki sposób opisu cząstki nazywany jest „funkcją falową w przestrzeni położeń", ponieważ bezpośrednio odnosi się do możliwego położenia cząstki w przestrzeni. Istnieje jednak wiele sposobów matematycznego przedstawiania funkcji falowej – wersja z małymi zegarami rozsianymi po przestrzeni jest tylko jedną z nich. Zasugerowaliśmy to już wcześniej, kiedy wspomnieliśmy, że cząstkę można również opisać jako sumę fal sinusoidalnych. Jeśli zastanowisz się nad tym przez chwilę, powinieneś szybko zdać sobie sprawę, że ustalenie pełnej listy fal sinusoidalnych tak naprawdę pozwala nam sporządzić kompletny opis cząstki (ponieważ dzięki dodaniu tych fal do siebie możemy wyznaczyć zegary powiązane z funkcją falową w przestrzeni położeń). Innymi słowy, jeśli ustalimy, jakie dokładnie fale sinusoidalne są potrzebne, by utworzyć pakiet falowy, oraz jaką część każdej fali sinusoidalnej musimy wziąć, by uzyskać właściwy ostateczny kształt, wówczas otrzymamy inny, ale równorzędny opis pakietu falowego. Co ciekawe, każdą falę sinusoidalną można opisać za pomocą pojedynczego wyimaginowanego zegara: rozmiar zegara będzie wtedy oznaczał maksymalną wysokość (amplitudę) fali, a faza fali w danym momencie zostanie przedstawiona przez godzinę, jaką pokazuje zegar. Znaczy to, że możemy zdecydować się na opisywanie cząstki nie przez zegary w przestrzeni, ale przy użyciu alternatywnej listy zegarów, z których każdy będzie reprezentował pewną możliwą wartość pędu cząstki. Ten sposób jest równie skuteczny jak opis za pomocą zegarów rozmieszczonych w przestrzeni, a zamiast bezpośredniego podawania informacji o miejscu, w którym cząstka prawdopodobnie się znajduje, dostarcza nam wiedzy o wartościach pędu, jakie prawdopodobnie przyjmuje. Taki alternatywny układ zegarów nazywamy funkcją falową w przestrzeni pędów i zawiera on, ostatecznie rzecz biorąc, takie same informacje jak funkcja falowa w przestrzeni położeń[20].

Być może wszystko, o czym teraz mówimy, brzmi bardzo abstrakcyjnie, ale z wynalazków opartych na pomysłach Fouriera

korzystasz na co dzień, gdyż rozkład każdej fali na składowe będące falami sinusoidalnymi stanowi podstawę technologii kompresji dźwięku i nagrań wideo. Pomyśl o falach dźwiękowych tworzących twoją ulubioną melodię. Tę skomplikowaną falę można – jak się właśnie dowiedzieliśmy – rozłożyć na ciąg liczb, oznaczających wkład każdej z czystych fal sinusoidalnych w pojedynczy dźwięk. Okazuje się, że choć do dokładnego odtworzenia oryginalnej melodii będziesz potrzebować ogromnej liczby pojedynczych fal sinusoidalnych, wiele z nich będziesz mógł po prostu odrzucić bez jakiegokolwiek wpływu na odbieraną jakość dźwięku. W szczególności przy takiej transformacji pomija się bez żadnych konsekwencji fale sinusoidalne, które składają się na fale dźwiękowe niesłyszalne dla ludzkiego ucha. W znaczny sposób ogranicza to ilość danych potrzebnych do przechowania pliku dźwiękowego – i to właśnie dlatego twój odtwarzacz mp3 nie musi być wielkim pudłem.

Możemy również zapytać o pożytek z tej innej, jeszcze bardziej abstrakcyjnej wersji funkcji falowej. Wystarczy pomyśleć o cząstce reprezentowanej w przestrzeni położeń przez pojedynczy zegar. Taki obraz odpowiada cząstce usytuowanej w konkretnym miejscu we Wszechświecie – pojedynczym punkcie, w którym znajduje się zegar. Wyobraź sobie teraz cząstkę reprezentowaną przez pojedynczy zegar w przestrzeni pędów. Obraz ten odpowiada cząstce o pojedynczej, ściśle określonej wartości pędu. Przedstawienie takiej cząstki za pomocą funkcji falowej w przestrzeni położeń wymagałoby użycia nieskończonej ilości zegarów o takiej samej wielkości, ponieważ zgodnie z zasadą nieoznaczoności cząstka o ustalonym pędzie może się znajdować w dowolnym miejscu. W rezultacie czasami łatwiej jest wykonywać obliczenia bezpośrednio przy użyciu funkcji falowej w przestrzeni pędów.

W tym rozdziale dowiedzieliśmy się, że opis cząstki przy użyciu zegarów potrafi oddać to, co zwykle nazywamy „ruchem”. Odkryliśmy, że to, iż postrzegamy ruch obiektów między różnymi punktami jako płynny proces, jest – z punktu widzenia teorii kwantowej – złudzeniem. Bliższe prawdy byłoby stwierdzenie, że cząstki przemieszczają się z punktu A do punktu B po wszystkich możliwych trajektoriach łączących te dwa punkty. Dopiero kiedy

zsumujemy wszystkie możliwości, wyłania się taki ruch, jaki postrzegamy w praktyce. Przekonaliśmy się też, że opis przy użyciu zegarów kryje w sobie fizykę fal, chociaż zajmowaliśmy się wyłącznie cząstkami punktowymi. Nadszedł czas, by na serio zająć się analogią do fizyki fal, przy okazji mierząc się z niezwykle ważnym pytaniem: w jaki sposób teoria kwantowa opisuje strukturę atomów?

14 Jeśli chcesz, możesz sprawdzić to samodzielnie.

15 „Dyfrakcja” jest słowem używanym do opisu pewnego szczególnego typu interferencji i charakteryzuje fale.

16 Oczywiście skoro *d* jest bardzo duże, można się zastanawiać, jak w ogóle daje się zmierzyć pęd. Ten problem jednak znika, jeśli zapewnimy, że – niezależnie od wielkości *d* – *L* będzie jeszcze znacznie większe.

17Przypomnijmy, że długość fali oznacza tu odległość między jej kolejnymi grzbietami (przyp. tłum.).

18 Przypomnij sobie, że rysunki fal są tak naprawdę wygodnym sposobem pokazania, jak wyglądają rzutowania wskazówek zegarów w kierunku pokazującym dwunastą.

19 Ten sposób dotarcia do zasady nieoznaczoności opierał się jednak na równaniu de Broglie’a, łączącym długość fali zegara z pędem cząstki.

20 W żargonie fizyków funkcje falowe w przestrzeni pędów odpowiadające cząstkom o znanym pędzie nazywa się stanami własnymi pędu.

6

Muzyka atomów

Wnętrze atomu to przedziwne miejsce. Gdybyś mógł stanąć na protonie i spojrzeć na zewnątrz w przestrzeń tworzącą atom, zobaczyłbyś wyłącznie pustkę. Elektrony byłyby tak miniaturowe, że nawet kiedy zbliżałyby się do ciebie na wyciągnięcie ręki, co zdarzałoby się niezwykle rzadko, pozostawałyby niedostrzegalne. Średnica protonu to około 10^{-15} m, czyli 0,000000000000001 metra, co w porównaniu z elektronami czyni go gigantycznym. Jeśli stanąłbyś na swoim protonie na białych klifach Dover, to rozmyty brzeg atomu znalazłby się gdzieś pośród farm północnej Francji. Atomy są olbrzymie i puste, co oznacza, że i ty jesteś tak naprawdę w pewnym sensie olbrzymi i pusty. Najprostszy z atomów to wodór, składający się z pojedynczego protonu i pojedynczego elektronu. Elektron, który z naszej perspektywy ma pomijalnie małe rozmiary, zdaje się dysponować nieograniczonym obszarem, po którym może wędrować. W rzeczywistości pozostaje on związany z protonem, uwięziony przez ich wzajemne przyciąganie elektromagnetyczne. To właśnie rozmiar i kształt tego przestronnego więzienia determinuje charakterystyczną tęczę świetlnego kodu kreskowego, tak starannie udokumentowaną w *Handbuch der Spectroscopie* naszego starego znajomego i bywalca przyjęć, profesora Kaysera.

Jesteśmy teraz gotowi, by zastosować zdobytą do tej pory wiedzę do znalezienia odpowiedzi na pytanie, które tak bardzo męczyło Rutherforda, Bohra i innych fizyków pierwszych dekad XX wieku: co dokładnie dzieje się wewnątrz atomów? Przypomnijmy, że problem leżał w odkryciu Rutherforda, że atom wygląda w pewnym sensie jak miniaturowy Układ Słoneczny, z gęstym, centralnie położonym

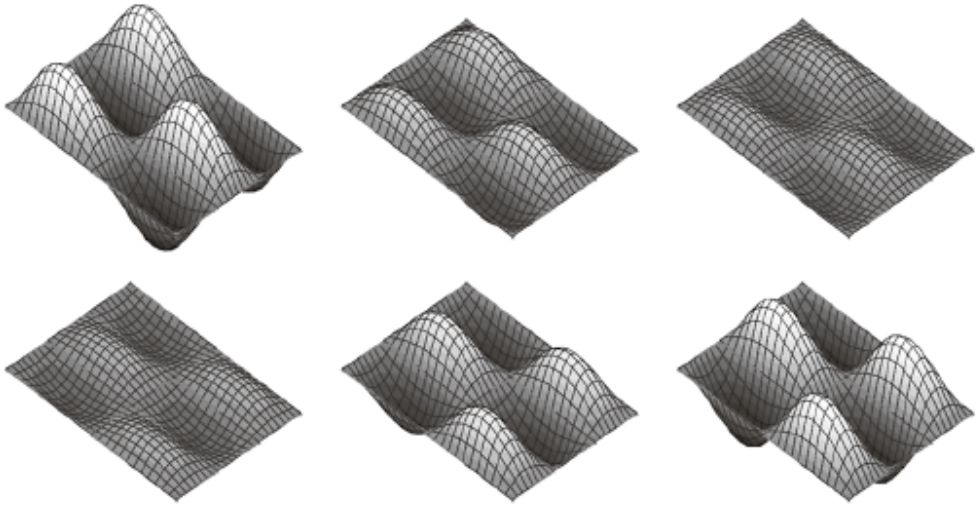
jądrem odgrywającym rolę Słońca i elektronami wcielającymi się w planety krążące po odległych orbitach. Rutherford wiedział, że taki model nie może być poprawny, gdyż elektrony orbitujące wokół jądra powinny bezustannie emitować światło, a to z kolei miałoby dla atomu katastrofalne konsekwencje: jeśli elektron bez przerwy wysyła światło, to będzie tracić energię i spadać po spiralnym torze, aż wreszcie zderzy się z protonem. W rzeczywistości nic podobnego oczywiście się nie zdarza. Atomy są stabilne, a więc opisany wyżej model musi być błędny.

Ten rozdział stanowi ważny punkt w naszej książce, gdyż to tu po raz pierwszy wykorzystamy naszą teorię do opisu zjawisk zachodzących w rzeczywistym świecie. Cała ciężka praca wykonana na poprzednich stronach polegała na przygotowaniu odpowiedniego formalizmu, który pozwoli nam skutecznie myśleć o cząstkach kwantowych. Zasadę nieoznaczoności Heisenberga i równanie de Broglie'a niewątpliwie należy uznać za ważne osiągnięcia, ale ogólnie rzecz biorąc, nasze ambicje pozostawały skromne, zajmowaliśmy się wszechświatem zawierającym zaledwie jedną cząstkę. Teraz pokażemy, jak teoria kwantowa wpływa na zwykły, codzienny świat, w którym żyjemy. Struktura atomów to coś jak najbardziej autentycznego i namacalnego. Ty sam jesteś zbudowany z atomów: ich struktura to twoja struktura, ich stabilność to stabilność twojego ciała. W stwierdzeniu, że zrozumienie budowy atomów to jeden z warunków koniecznych, by zrozumieć strukturę całego Wszechświata, nie ma żadnej przesady.

Elektron w atomie wodoru jest uwięziony w pewnym obszarze otaczającym proton. Na początku wyobrazimy sobie, że zamknięto go w pudle, co zresztą nie odbiega zbyt daleko od prawdy. Mówiąc dokładniej, zbadamy, do jakiego stopnia fizyka elektronu uwięzionego w miniaturowym pudełku pozwala uzyskać wnioski przypominające faktyczne własności atomów. Posłużymy się w tym celu wiedzą o przypominających fale własnościach cząstek kwantowych zdobytą w poprzednim rozdziale. Przy opisie atomów obraz falowy bardzo upraszcza sytuację i umożliwi nam poznanie wielu interesujących faktów bez konieczności troszczenia się o kurczenie, nakręcanie i dodawanie do siebie zegarów. Musimy

jednak pamiętać, że fale są tylko wygodnym narzędziem, które nie mówi nam wszystkiego o tym, co naprawdę dzieje się w rozważanym układzie.

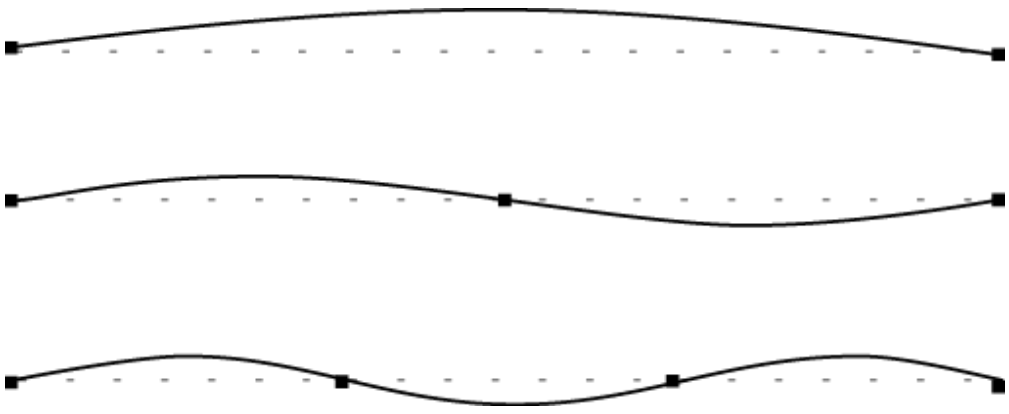
Ponieważ podejście do cząstek kwantowych, które przedstawiliśmy, bardzo przypomina to wykorzystywane w opisie fal na wodzie, fal dźwiękowych czy tych powstających na strunie gitary, zaczniemy od zastanowienia się, jak te lepiej nam znane fale materialne zachowują się, kiedy w jakiś sposób ograniczymy przestrzeń, w której mogą się rozchodzić.



Rysunek 6.1. Obraz fali stojącej w zbiorniku wodnym, uchwycony w sześciu kolejnych momentach. Czas płynie od lewego górnego rogu do prawego dolnego.

Ogólnie rzecz ujmując, fale są bardzo skomplikowanymi obiektami. Wyobraź sobie, że wskakujesz do wypełnionego wodą basenu. Woda zacznie się wtedy przelewać we wszystkie strony i próby podania prostego opisu tego, co się z nią dzieje, zdają się skazane na niepowodzenie. Za tą złożonością kryje się jednak prostota. Kluczową rolę odgrywa w tym fakt, że wodę w basenie ograniczają jego ściany, co oznacza, iż wszystkie fale są uwięzione w konkretnej przestrzeni. Pociąga to za sobą występowanie zjawiska zwanego „falami stojącymi”. Tych ostatnich nie widać co prawda

w chaotycznym ruchu powstającym po wskoczeniu do basenu, ale istnieją sposoby na to, by wywołać oscylacje powierzchni wody powtarzające się w regularnym rytmie, charakterystycznym dla fal stojących. Rysunek 6.1 pokazuje, jak wygląda powierzchnia wody podczas takich oscylacji. Grzbiety i doliny podnoszą się i opadają, ale liczy się przede wszystkim fakt, że podnoszą się i opadają wciąż w tych samych miejscach. Istnieją też fale stojące innego typu, między innymi taka, dla której rytmicznie podnosi się i opada powierzchnia wody leżąca dokładnie w środku basenu. Zwykle nie obserwujemy fal tego typu, gdyż trudno wywołać ich powstanie, ale w istocie każde zaburzenie powierzchni wody – nawet to spowodowane niezgrabnym wpadnięciem do basenu i następującymi po nim chaotycznymi pluskami – daje się wyrazić jako pewna kombinacja różnych fal stojących. Podobne stwierdzenie spotkaliśmy już wcześniej; mamy tu do czynienia z bezpośrednim uogólnieniem idei Fouriera opisanych w poprzednim rozdziale. Wtedy przekonaliśmy się, że każdy pakiet falowy można zbudować z kombinacji fal o ściśle określonej długości. Takie szczególne fale, odpowiadające cząstkom w stanach o dobrze określonym pędzie, to fale sinusoidalne. W wypadku fal rozchodzących się na wodzie w ograniczonym zbiorniku analogiczne stwierdzenie mówi, że każde zaburzenie daje się zbudować z fal stojących. Na kolejnych stronach zobaczymy, że fale stojące mają w teorii kwantowej bardzo istotną interpretację, która odgrywa zasadniczą rolę w zrozumieniu struktury atomów. Mając to na uwadze, przyjrzyjmy się im teraz dokładniej.



Rysunek 6.2. Trzy fale o największej długości, jakie mogą powstać na strunie gitary. Najdłuższa (narysowana na górze) odpowiada najniższej (fundamentalnej) składowej harmonicznej, pozostałe dwie wyższym składowym harmonicznym.

Rysunek 6.2 pokazuje kolejny przykład fal stojących, które występują w przyrodzie: trzy różne fale stojące mogą powstać na strunie gitary. Kiedy szarpiemy strunę, dźwięk, który słyszymy, zwykle jest zdominowany przez falę stojącą o największej długości – pierwszą z trzech przedstawionych na ilustracji. Zarówno w fizyce, jak i w muzyce nazywa się ją najniższą lub fundamentalną składową harmoniczną. Zazwyczaj słyszymy też fale o innych długościach, nazywane wyższymi składowymi harmonicznymi. Dwie pozostałe fale przedstawione na rysunku to właśnie najdłuższe wyższe składowe. Gitara to dobry przykład, bo jest na tyle prosty, że łatwo odpowiedzieć na pytanie, dlaczego struna może wibrować tylko dla tych szczególnych długości fal. Dzieje się tak, ponieważ obydwa jej końce są sztywno zamocowane – z jednej strony na mostku gitary, z drugiej na odpowiednim progu, gdzie strunę przytrzymuje twój palec. Oznacza to, że struna nie może poruszać się w tych dwóch punktach, co wyznacza dopuszczalne długości fali. Jeśli grasz na gitarze, instynktownie rozumiesz te fakty fizyczne: kiedy przesuwasz palce po gryfie w kierunku mostka, skracasz efektywną długość struny, a tym samym zmuszasz ją do wibracji z falami o coraz mniejszej długości, odpowiadającymi coraz to wyższym dźwiękom.

Najniższa składowa harmoniczna to fala, która ma tylko dwa punkty stacjonarne, zwane też węzłami: porusza się wszędzie oprócz dwóch sztywno zamocowanych końców. Jak widzisz na rysunku, taka fala ma długość dwukrotnie większą niż długość struny. Następna pod tym względem dopuszczalna fala ma długość dokładnie taką jak struna, gdyż w jej środku pojawia się kolejny węzeł. W kolejnym kroku otrzymujemy falę o długości równej 2/3 długości struny, i tak dalej.

Ogólnie rzecz biorąc, tak samo jak było to w przykładzie wody zamkniętej w zbiorniku, wibracje struny będą pewną kombinacją różnych możliwych fal stojących, zależną od tego, jak struna została

szarpnięta. Faktyczny kształt struny można zawsze uzyskać, dodając do siebie fale stojące, które odpowiadają każdej z występujących w danej wibracji składowych harmonicznych. Składowe te i ich względne rozmiary determinują charakterystykę wydawanego przez strunę dźwięku. Różne gitary będą generować różne rozkłady składowych harmonicznych, a więc i brzmieć na różne sposoby, ale środkowe C (czysta składowa harmoniczna) na każdej gitarze będzie brzmiało identycznie. W wypadku struny gitarowej kształt fal stojących bardzo prosto opisać: to czyste fale sinusoidalne o długościach wyznaczonych przez długość struny. W basenie zaś fale stojące mają dużo bardziej skomplikowany charakter, jak pokazuje to rysunek 6.1, ale ogólna zasada pozostaje taka sama.

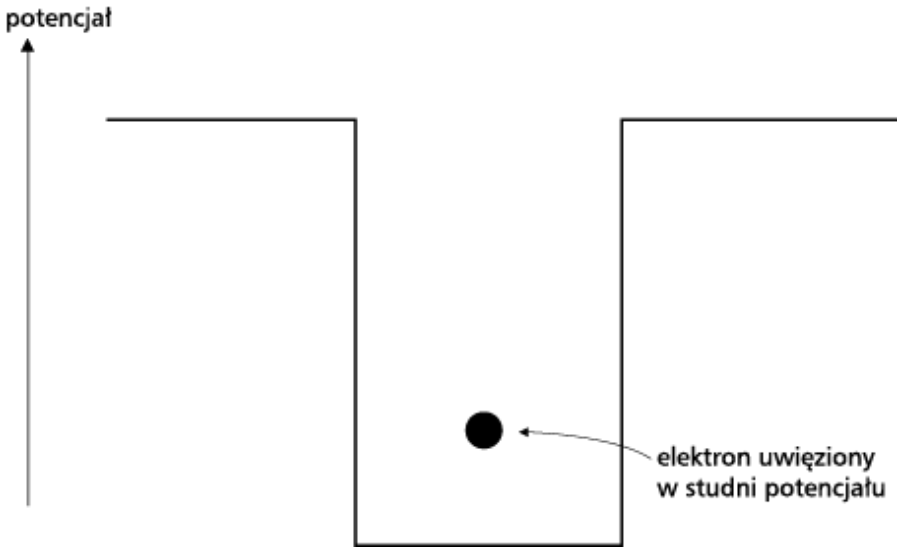
Być może zastanawiasz się, dlaczego nazywamy te szczególne fale „falami stojącymi". Jest tak, ponieważ nie zmieniają one swojego kształtu. Jeśli zrobilibyśmy dwa zdjęcia struny gitarowej, której wibracja to fala stojąca, to otrzymane obrazy różniłyby się tylko skalą. Grzbiety fali cały czas będą znajdować się w tym samym miejscu, podobnie jak i węzły, umocowane na stałe na końcach struny albo – w wypadku fal na wodzie – przy ścianach basenu. Matematycznie możemy to wyrazić, mówiąc, że fale widoczne na obu zdjęciach różnią się wyłącznie czynnikiem multiplikatywnym. Czynnik ten zmienia się okresowo wraz z upływem czasu i odpowiada rytmicznemu wibrowaniu struny. Analogiczne stwierdzenia pozostają prawdziwe dla fal w basenie pokazanych na rysunku 6.1: każde z ujęć różni się od pozostałych wyłącznie czynnikiem multiplikatywnym. Na przykład ostatnie z nich można uzyskać z pierwszego, mnożąc wysokość fali w każdym punkcie przez minus jeden.

Podsumowując, dowiedzieliśmy się, że fale, których rozchodzenie się jest w jakiś sposób ograniczone, można zawsze wyrazić jako kombinacje fal stojących (czyli fal, których kształt pozostaje wciąż taki sam), a co więcej, istnieją ważne powody, by poświęcić sporo czasu na zrozumienie tych ostatnich. Pierwszy ze wspomnianych powodów to fakt, że fale stojące są *skwantowane*. Świetnie widać to na przykładzie fal stojących na strunie gitary: fundamentalna składowa harmoniczna ma długość równą podwojonej długości

struny, a kolejna dopuszczalna długość fali stojącej jest dwa razy krótsza. Nie istnieje żadna fala stojąca o długości pomiędzy tymi dwiema, możemy więc stwierdzić, że w wypadku struny gitarowej dopuszczalne długości fal stojących są skwantowane.

Fale stojące pozwalają więc nam zobaczyć w bardzo jasny sposób, że kiedy ograniczamy fale do jakiegoś zamkniętego obszaru, coś ulega skwantowaniu. Jeśli mamy do czynienia ze struną gitarową, jest to oczywiście długość fali. W wypadku zamkniętego w pudełku elektronu jego fale kwantowe również są uwięzione w pewnym obszarze, przez analogię więc należy się spodziewać, że w pudle będą mogły wystąpić tylko pewne szczególne fale stojące, czyli coś, co je charakteryzuje, ulegnie skwantowaniu. Istnienie innych fal jest po prostu niemożliwe, tak jak struna gitarowa nie wyda z siebie jednocześnie wszystkich nut z całej oktawy, niezależnie od tego, jak się ją szarpnie. Podobnie jak było to dla dźwięku gitary, ogólny stan elektronu daje się opisać jako mieszaninę fal stojących. Kwantowe fale stojące wydają się więc bardzo interesujące. Zachęceni tą obserwacją, rozpocznijmy właściwą analizę.

Aby móc to zrobić, musimy założyć coś konkretnego o kształcie pudełka, w którym umieszczamy nasz elektron. Nie komplikujmy nadmiernie spraw i uznajmy, że elektron może swobodnie przemieszczać się po obszarze rozmiaru *L*, ale absolutnie w żadnym razie nie wolno mu się z niego wydostać. Nie potrzebujemy wyjaśniać, jak uniemożliwiamy elektronowi wydostanie się z badanego obszaru, ale skoro chcemy myśleć o naszym układzie jako o uproszczonym modelu atomu, powinniśmy sobie wyobrażać, że odpowiada za to siła wywierana przez dodatnio naładowane jądro. W slangu fizyków mówi się o tym jako o „kwadratowej studni potencjału”. Całą sytuację naszkicowaliśmy na rysunku 6.3, który zapewne czytelnie wyjaśnia źródło takiej nazwy.



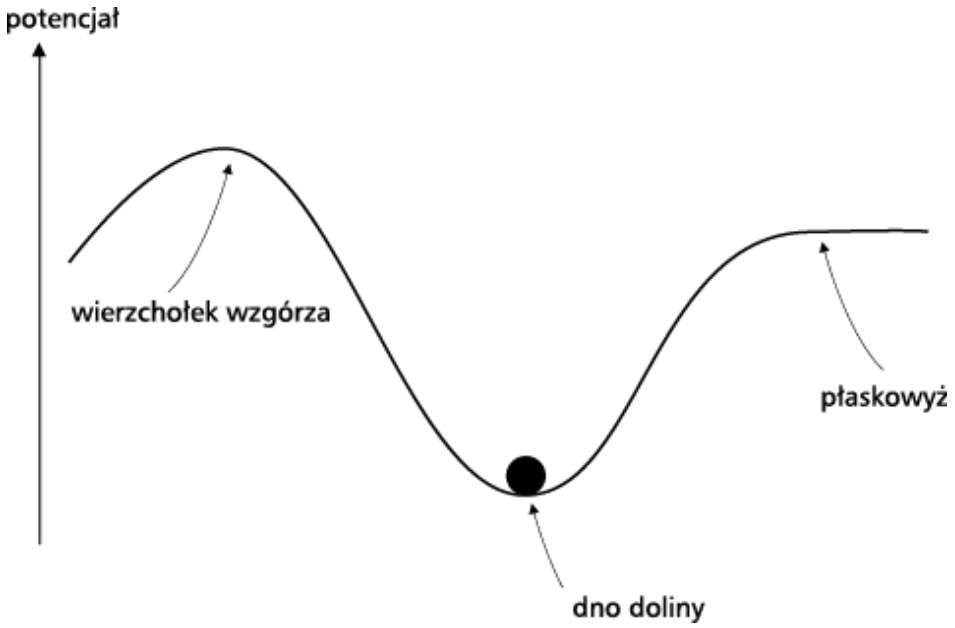
Rysunek 6.3. Elektron uwięziony w kwadratowej studni potencjału

Idea uwięzienia cząstki w pewnym potencjale jest bardzo ważna i będziemy z niej korzystać w przyszłości, a więc przyda się nam dobre zrozumienie, co dokładnie oznacza. Jak w rzeczywistości możemy zamknąć cząstki w jakimś obszarze? To pytanie okazuje się bardzo subtelne; aby na nie odpowiedzieć, będziemy musieli się dowiedzieć, jak cząstki ze sobą oddziałują. Zajmiemy się tym w rozdziale 10. Tak czy inaczej możemy prowadzić nasze rozumowanie dalej, pod warunkiem że nie będziemy zadawać zbyt wielu pytań.

Zdolność do powstrzymania się od zadawania „zbyt wielu pytań" jest przy uprawianiu fizyki niezbędna, gdyż, jeśli chcemy rozwiązać jakikolwiek problem, musimy umieć gdzieś postawić granicę naszym badaniom: żaden układ obiektów nie jest idealnie odizolowany od reszty świata. Wydaje się rozsądne, że jeśli chcemy zrozumieć działanie kuchenki mikrofalowej, nie musimy się troszczyć o jeżdżące za oknem samochody. Ich ruch będzie miał niewątpliwie pewien drobny wpływ na funkcjonowanie kuchenki – wywołane przez samochody wibracje powietrza i gruntu nieco nią potrząsną. Być może w okolicy wystąpi też jakieś zabłąkane pole magnetyczne, które zaburzy mechanizmy elektroniczne znajdujące się wewnątrz kuchenki, niezależnie od tego, jak starannie są one osłonięte.

Zignorowanie takich wpływów zewnętrznych niekiedy prowadzi do poważnych błędów, gdyż zawsze może się okazać, że pominęliśmy jakiś istotny szczegół. Jeśli tak się stanie, otrzymamy po prostu zły wynik i będziemy musieli przemyśleć na nowo nasze założenia. To bardzo ważne stwierdzenie, leżące u źródła sukcesów nauki: wszystkie założenia są ostatecznie potwierdzane bądź odrzucane na podstawie rezultatów doświadczeń. Decyduje bowiem przyroda, a nie ludzka intuicja. Nasza strategia na kolejnych stronach będzie polegała na zignorowaniu szczegółów mechanizmu prowadzącego do uwięzienia elektronu i opisaniu go za pomocą modelu używającego pojęcia potencjału. Słowo „potencjał" oznacza tak naprawdę: „wpływ na cząstkę wynikający z jakichś faktów fizycznych, których nie będziemy dokładnie wyjaśniać". W dalszej części książki tak naprawdę wyjaśnimy dokładnie, jak cząstki ze sobą oddziałują, ale na razie skorzystamy po prostu z języka potencjałów. Jeśli wydaje ci się to zbyt ryzykowne, przyjrzyj się następnemu przykładowi, ilustrującemu zastosowanie potencjałów w fizyce.

Rysunek 6.4 przedstawia piłkę uwięzioną w dolinie. Jeśli kopniemy ją, to potoczy się w górę zbocza, ale tylko do pewnej wysokości, a potem stoczy się z powrotem na dół. To doskonały przykład cząstki uwięzionej przez potencjał. W tym wypadku źródłem potencjału jest pole grawitacyjne Ziemi, a strome zbocze generuje stromy potencjał. Powinno być dla ciebie jasne, że potrafimy obliczyć szczegółowo, w jaki sposób będzie poruszać się po dolinie piłka, nie znając dokładnie mechanizmu, zgodnie z którym oddziałuje ona z podłożem – aby dobrze zrozumieć ten ostatni, musielibyśmy zresztą poznać teorię elektrodynamiki kwantowej. Jeśli okazałoby się, że szczegóły oddziaływań wewnątrzatomowych między atomami znajdującymi się w piłce a tymi w podłożu doliny wpływają zbyt mocno na ruch piłki, to uzyskiwane przez nas przewidywania byłyby błędne. W rzeczywistości oddziaływania wewnątrzatomowe są istotne, gdyż to one wywołują tarcie, ale i ten wpływ można uwzględnić bez konieczności stosowania diagramów Feynmana. Nie o tym jednak mieliśmy mówić.



Rysunek 6.4. Piłka leżąca na dnie doliny. Wysokość lądu nad powierzchnią morza jest bezpośrednio proporcjonalna do potencjału odczuwanego przez toczącą się po okolicy cząstkę.

Podany przykład jest wyjątkowo trafny, bo kształt potencjału możemy po prostu zobaczyć gołym okiem[21]. Cała idea ma jednak znacznie ogólniejszy charakter i dotyczy również potencjałów niepochodzących od działającej w dolinach grawitacji. Inny przykład to elektron uwięziony w kwadratowej studni. W odróżnieniu od sytuacji z piłką toczącą się po zboczu, tym razem wysokość ścian nie odpowiada rzeczywistej wysokości jakiegoś obiektu, lecz raczej temu, jak szybko musiałby się poruszać elektron, by umknąć ze studni. W wypadku pofalowanego krajobrazu analogiczne stwierdzenie wiązałoby się z rozpędzeniem piłki do takiej prędkości, by przeskoczyła ona leżące obok wzgórze i opuściła dolinę na zawsze. Jeśli elektron porusza się wystarczająco powoli, to faktyczna wysokość potencjału nie odgrywa tak ważnej roli i możemy spokojnie założyć, że elektron nigdy nie opuści wnętrza studni.

Skoncentrujmy się teraz na elektronie zamkniętym w pudełku opisanym kwadratową studnią potencjału. Ponieważ nie może on uciec z pudełka, odpowiednie fale kwantowe muszą znikać przy ściankach. Trzy najdłuższe dopuszczalne fale kwantowe odpowiadają

więc dokładnie falom na strunie gitarowej z rysunku 6.2: najdłuższa z dopuszczalnych fal ma długość dwa razy większą od rozmiaru pudełka, 2*L*, druga z kolei ma długość równą rozmiarowi pudełka, *L*, a następna długość równą 2*L*/3. Ogólnie mówiąc, możemy dopasować do pudełka fale o długościach 2*L*/*n*, gdzie *n* = 1, 2, 3, 4 i tak dalej.

Okazuje się więc, że kiedy mamy do czynienia z kwadratowym pudełkiem, fale elektronowe mają ten sam kształt co fale na strunie gitarowej: są falami sinusoidalnymi o pewnych bardzo szczególnych dopuszczalnych długościach. Możemy teraz śmiało przywołać równanie de Broglie'a z poprzedniego rozdziału, by powiązać długość naszych sinusoidalnych fal z pędem elektronu: $p = h/\lambda$. Oznacza to, że fale stojące opisują elektron, który może mieć tylko pewne ściśle określone wartości pędu, dane wzorem $p = nh/2L$. Ostatni wniosek wyciągnęliśmy oczywiście po prostu dzięki wstawieniu dopuszczalnych długości fali do równania de Broglie'a.

Pokazaliśmy więc, że pęd elektronu zamkniętego w kwadratowej studni jest skwantowany. To poważne osiągnięcie, musimy jednak być ostrożni. Potencjał przedstawiony na rysunku 6.3 ma szczególny charakter i dla innych potencjałów fale stojące nie są na ogół sinusoidalne. Rysunek 6.5 to zdjęcie fal stojących na membranie bębna, na której rozsypano piasek, zbierający się w węzłach fali stojącej. Ponieważ krawędź otaczająca wibrującą membranę bębna jest okrągła, a nie kwadratowa, fale stojące nie są sinusoidalne[22]. Oznacza to, że kiedy przejdziemy do bardziej odpowiadającego rzeczywistości modelu elektronu uwięzionego przez proton, otrzymane fale stojące też nie będą sinusoidami. To z kolei pociąga za sobą utratę związku między długością fali a pędem. Jak wobec tego mamy interpretować fale stojące w tym wypadku? Jeśli nie pęd, to jaka inna ogólna własność uwięzionych cząstek ulega skwantowaniu?

Rysunek 6.5. Wibrująca membrana bębna pokryta piaskiem, który zbiera się w węzłach fal stojących

Odpowiedź na ostatnie pytanie kryje się w obserwacji, że dla kwadratowej studni potencjału ze skwantowania pędu elektronu wynika też skwantowanie jego energii. Ten prosty fakt zdaje się nie dostarczać żadnych dodatkowych informacji, gdyż energia i pęd są wówczas związane elementarną zależnością: $E = p^2/2m$, gdzie p to pęd uwięzionego elektronu, a m – jego masa[23]. Tak naprawdę jednak obserwacja ta okazuje się bardzo przydatna, gdyż dla bardziej skomplikowanych potencjałów każda fala stojąca odpowiada cząstce o ściśle określonej energii.

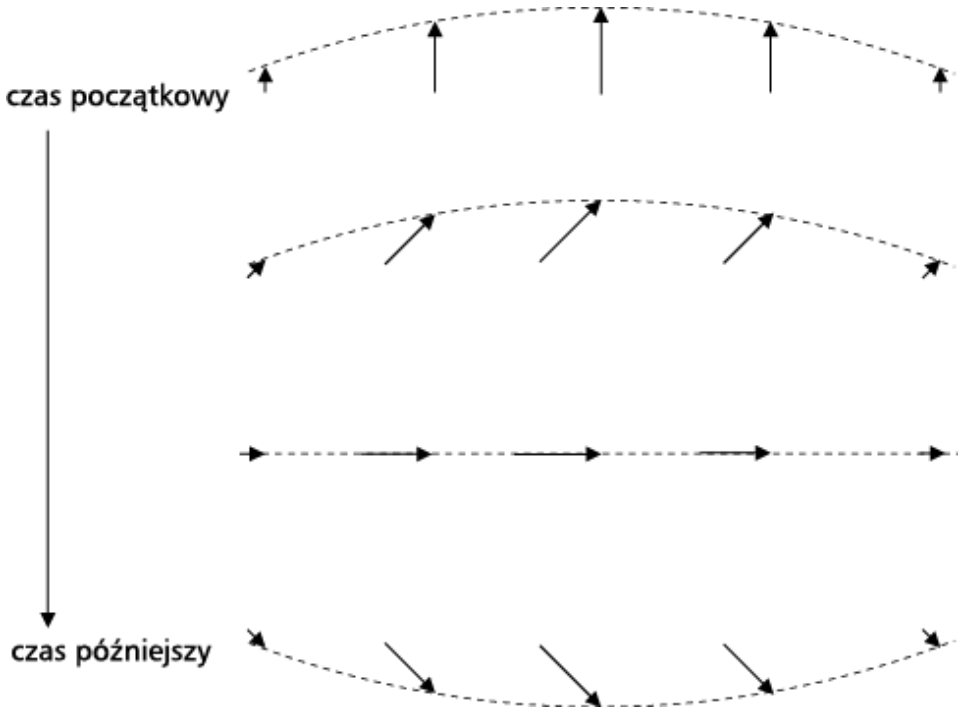
Istotna różnica między energią a pędem bierze się z tego, że równanie $E = p^2/2m$ pozostaje prawdziwe tylko wtedy, gdy potencjał w obszarze, w którym może przebywać cząstka, jest płaski, co oznacza, że może się ona tam poruszać swobodnie, jak kulka na blacie stołu, czy, co dla nas ważniejsze, elektron wewnątrz kwadratowej studni. W ogólniejszej sytuacji energia nie będzie wyznaczona wzorem $E = p^2/2m$, ale raczej jako suma energii związanej z ruchem i energii potencjalnej. Zrywa to prostą zależność między energią a pędem cząstki.

Ostatnie stwierdzenie możemy zilustrować, wracając do przykładu piłki w dolinie, przedstawionego na rysunku 6.4. Jeśli zaczniemy od piłki leżącej spokojnie na dnie doliny, to w miarę upływu czasu nic się nie zmieni[24]. Aby skłonić ją do potoczenia się w górę zbocza, musielibyśmy kopnąć piłkę, co jest równoważne stwierdzeniu, że musielibyśmy dostarczyć jej energii. W chwili tuż po kopnięciu cała energia piłki będzie energią kinetyczną. W miarę posuwania się w górę zbocza piłka będzie zwalniać, aż wreszcie na pewnej wysokości nad dnem doliny zatrzyma się na moment, po czym stoczy z powrotem i zacznie się wspinać na przeciwległe zbocze. W momencie zatrzymania się, wysoko na zboczu, piłka nie ma energii kinetycznej, ale nie oznacza to, że energia w jakiś magiczny sposób zniknęła. Tak naprawdę cała energia kinetyczna zmieniła się w energię potencjalną, równą mgh, gdzie g oznacza przyspieszenie grawitacyjne przy powierzchni Ziemi, a h wysokość nad dnem doliny. Kiedy piłka stacza się ku punktowi wyjścia, na nowo przyspieszając, ta zmagazynowana energia potencjalna ulega stopniowo przemianie w energię kinetyczną. Tak więc podczas przemieszczania się piłki od jednego zbocza do drugiego całkowita energia pozostaje stała, ale jej postać okresowo zmienia się z kinetycznej w potencjalną. W oczywisty sposób pęd cząstki zmienia się w trakcie ruchu, choć energia pozostaje bez zmian. (Udajemy tutaj, że nie ma tarcia, które spowalniałoby piłkę. Jeśli wzięlibyśmy je pod uwagę, to całkowita energia nadal pozostawałaby stała, ale obliczając ją, musielibyśmy też uwzględnić energię rozpraszaną właśnie na skutek tarcia).

Przeanalizujemy teraz związek między falami stojącymi a cząstkami o dobrze określonej energii z innej perspektywy, nie odwołując się do konkretnego przykładu kwadratowej studni. Zrobimy to, wykorzystując nasze małe kwantowe zegary.

Zauważmy najpierw, że jeśli w danej chwili elektron opisuje fala stojąca, to jakiś czas później będzie go opisywać ta sama fala. Mówiąc „ta sama”, mamy na myśli falę o identycznym kształcie, tak jak w przykładzie z rysunku 6.1. Nie chodzi nam oczywiście o to, że fala zupełnie się nie zmienia: wysokość wody ulega zmianom, ale to, co dla nas teraz najważniejsze, czyli położenie grzbietów i węzłów – nie. Pozwala nam to domyślić się, jak powinien wyglądać opis fali

stojącej przy użyciu zegarów kwantowych. Rysunek 6.6 pokazuje wynik dla fundamentalnej fali stojącej. Rozmiary wskazówek wzdłuż fali odpowiadają położeniom grzbietów i węzłów, a wskazówki obracają się w jednakowym tempie. Mamy nadzieję, że rozumiesz, dlaczego narysowaliśmy właśnie taki układ zegarów. Węzły muszą pozostawać stale węzłami, punkty największego wychylenia punktami największego wychylenia, i nie wolno im się przemieszczać. Oznacza to, że zegary znajdujące się w pobliżu węzłów *zawsze* muszą być malutkie, a te odpowiadające grzbietom *zawsze* muszą mieć najdłuższe wskazówki. Jedyna możliwa opcja to wobec tego rozmieszczenie zegarów tak, jak pokazaliśmy to na rysunku, i obracanie ich wskazówek w zgodnym rytmie.



Rysunek 6.6. Cztery obrazy fali stojącej w kolejnych chwilach. Strzałki przedstawiają wskazówki zegarów, a linia przerywana odpowiada rzutowaniu na kierunek „dwunasta". Wszystkie wskazówki obracają się w zgodnym rytmie.

Jeśli chcielibyśmy zastosować teraz metody opisane w poprzednich rozdziałach, to zaczęlibyśmy od konfiguracji zegarów pokazanej

w górnym rzędzie na rysunku 6.6, a następnie wygenerowalibyśmy kolejne trzy rzędy, przedstawiające konfiguracje w późniejszych chwilach, przy użyciu reguł kurczenia i obracania wskazówek. Takie ćwiczenie w przeskakiwaniu zegarami z punktu widzenia naszej książki leży o skok za daleko, ale można je wykonać. Pojawia się przy tym interesujący aspekt – aby obliczenia dały poprawny wynik, trzeba też uwzględnić możliwość tego, że cząstka „odbije się od ścianek pudełka", zanim dotrze do celu. Przy okazji możemy zauważyć, że ponieważ zegary są większe w środku pudełka, elektron opisywany przez ten układ zegarów najpewniej znajdziemy właśnie tam, a nie w pobliżu którejś ze ścianek.

Przekonaliśmy się więc, że uwięziony elektron można opisać za pomocą układu zegarów o wskazówkach obracających się w zgodnym rytmie. Fizycy zwykle nie używają takiego języka, a już na pewno nie robią tego muzycy; mówią raczej o falach stojących jako o falach o dobrze określonej częstotliwości[25]. Fale o wysokich częstotliwościach odpowiadają zegarom o wskazówkach kręcących się szybciej niż te dla fal o niskich częstotliwościach. Łatwo się o tym przekonać, zauważając, że jeśli wskazówki kręcą się szybciej, to czas potrzebny do tego, by grzbiet stał się doliną, a potem podniósł na nowo (czyli czas pojedynczego pełnego obrotu wskazówki), maleje. W wypadku fal na wodzie powiedzielibyśmy, że fale stojące o wysokich częstotliwościach poruszają się w górę i w dół szybciej niż te o niskich częstotliwościach. Muzycy mówią, że środkowe C ma częstotliwość 262 Hz, co oznacza, że struna gitary wibruje w górę i w dół 262 razy w ciągu sekundy. Nuta A znajdująca się powyżej środkowego C ma częstotliwość 440 Hz, a więc wibruje znacznie szybciej (opisujemy tu standardowe strojenie obowiązujące dla większości instrumentów i w większości orkiestr na całym świecie). Jak już zauważyliśmy wcześniej, tylko w wypadku fal sinusoidalnych fale o określonej częstotliwości mają również ściśle określoną długość. Ogólnie mówiąc, częstotliwość to fundamentalna wielkość opisująca fale stojące (choć w zdaniu tym kryje się paradoks).

Pytanie za milion dolarów brzmi więc następująco: „Co mamy dokładnie na myśli, mówiąc o elektronie mającym pewną konkretną częstotliwość?". Przypomnijmy, że takie stany elektronu są dla nas

szczególnie interesujące, gdyż wiemy już, że ulegają skwantowaniu, a poza tym elektrony pozostają w nich na stałe (o ile żaden nowy obiekt nie znajdzie się w obszarze potencjału i nie stuknie porządnie naszego elektronu).

Ostatnie zdania pokazują nam jasno, że musimy dobrze zrozumieć znaczenie słowa „częstotliwość". Wcześniej w tym rozdziale mieliśmy do czynienia z zasadą zachowania energii, jednym z niewielu absolutnie nienaruszalnych praw fizyki. Jeśli elektron znajdujący się wewnątrz atomu wodoru (czy w kwadratowej studni) ma pewną dobrze określoną energię, to zasada zachowania energii nakazuje, by pozostawała ona bez zmian, dopóki „coś się nie wydarzy". Inaczej mówiąc, elektron nie może spontanicznie, bez powodu zmienić swojej energii. Może się to wydawać nieciekawe, ale spróbujmy porównać tę sytuację z elektronem znajdującym się w konkretnym punkcie. Jak dobrze wiemy, ten ostatni w mgnieniu oka zacznie skakać po całym Wszechświecie, rozsiewając po nim nieskończenie wiele zegarów. Układ zegarów odpowiadający fali stojącej ma jednak inny charakter. Jego kształt nie zmienia się, wskazówki obracają się jednostajnie bez końca, o ile tylko nic ich nie zaburzy. Niezmienna natura fal stojących czyni je więc oczywistym kandydatem do opisu elektronu o ściśle określonej energii.

Kiedy już powiążemy częstotliwość fali stojącej z energią cząstki, możemy wykorzystać wiedzę zdobytą przy rozważaniu strun gitary, by wywnioskować, że wyższe częstotliwości muszą odpowiadać większym energiom. Wynika to z faktu, że wysoka częstotliwość pociąga za sobą małą długość fali (krótkie struny drgają szybciej), a na podstawie konkretnego przykładu kwadratowej studni potencjału i obowiązującego w nim równania de Broglie'a domyślamy się, że mniejsza długość fali odpowiada cząstce o większej energii. Ostatecznie dochodzimy więc do ważnego wniosku, będącego w istocie jedyną rzeczą, którą musimy zapamiętać z całej tej dyskusji: *fale stojące opisują cząstki o ściśle określonej energii, a im większa jest ta energia, tym szybciej obracają się wskazówki zegarów*.

Podsumowując, powyższe rozumowanie pozwoliło nam stwierdzić, że gdy elektron jest uwięziony w potencjale, to jego energia staje się

skwantowana. W slangu fizyków powiedzielibyśmy, że uwięziony elektron może znajdować się tylko na pewnych „poziomach energetycznych”. Najmniejsza możliwa energia, jaką może mieć, odpowiada opisywaniu go wyłącznie za pomocą „fundamentalnej” fali stojącej[26], a skojarzony z nią poziom energetyczny nazywa się zwykle „stanem podstawowym”. Poziomy energetyczne odpowiadające falom stojącym o wyższych częstotliwościach nazywa się „stanami wzbudzonymi”.

Wyobraźmy sobie elektron o pewnej konkretnej energii, uwięziony w kwadratowej studni potencjału. Mówimy, że „przebywa on na pewnym konkretnym poziomie energetycznym”, a związana z nim fala kwantowa zostaje skojarzona z pojedynczą wartością *n* (zob. strona 122). Stwierdzenie „przebywa na pewnym konkretnym poziomie energetycznym” odzwierciedla to, że elektron, o ile nie zostanie poddany jakiemuś wpływowi zewnętrznemu, nie będzie w żaden sposób zmieniał swojego stanu. W ogólnym przypadku elektron należałoby opisać przy użyciu wielu fal stojących naraz, tak samo jak dźwięk gitary powstaje z kombinacji wielu składowych harmonicznych. Oznacza to, że w ogólności elektron nie będzie miał jednoznacznie wyznaczonej energii.

Co bardzo istotne, pomiar energii elektronu musi zawsze dać wartość odpowiadającą tej charakterystycznej dla jednej ze składowych fal stojących. Aby obliczyć prawdopodobieństwo znalezienia elektronu o właśnie takiej energii, powinniśmy zebrać wszystkie zegary powiązane z wkładem odpowiedniej składowej fali stojącej do pełnej funkcji falowej, podnieść je do kwadratu i dodać do siebie. Otrzymana liczba powiedziałaby nam wtedy, z jakim prawdopodobieństwem elektron znajduje się właśnie w tym konkretnym stanie energetycznym. Suma wszystkich takich prawdopodobieństw (po jednym dla każdej składowej fali stojącej) musi wynosić jeden, co odzwierciedla fakt, że w każdym pomiarze uzyskamy cząstkę o energii odpowiadającej jakiejś konkretnej fali stojącej.

Powiedzmy to bardzo jasno: elektron może mieć jednocześnie różne energie, i jest to tak samo dziwaczne stwierdzenie, jak to mówiące, że może się w tej samej chwili znajdować w przeróżnych

miejscach. Oczywiście w tym punkcie książki takie fakty nie powinny nas już tak bardzo dziwić, ale z codziennego punktu widzenia nadal pozostają szokujące. Zauważmy, że między uwięzioną cząstką kwantową a falami stojącymi na powierzchni wody w basenie czy na strunie gitary występuje zasadnicza różnica. W wypadku fal na strunie gitary idea mówiąca, że są one skwantowane, nie jest w żaden sposób dziwaczna, gdyż faktyczna fala opisująca drgającą strunę składa się jednocześnie z wielu różnych fal stojących i wszystkie z nich mają fizyczny wkład do całkowitej energii fali. Ponieważ mogą być one zmieszane w dowolnej kombinacji, obserwowana energia wibrującej struny może przyjmować zupełnie dowolną wartość. Dla elektronu uwięzionego w atomie sytuacja jest inna: względny wkład każdej z fal stojących opisuje prawdopodobieństwo tego, że pomiar elektronu wykaże odpowiadającą tej fali energię. Przyczyna tej różnicy leży w tym, że fale wodne w basenie składają się z cząsteczek wody, a fale elektronowe z całą pewnością nie są falami elektronów.

Ostatnie rozważania pokazały nam, że energia elektronu wewnątrz atomu jest skwantowana. Oznacza to, że elektron po prostu nie może mieć energii leżącej pomiędzy pewnymi dopuszczalnymi wartościami. Brzmi to tak, jakbyśmy stwierdzili, że samochód może jechać z prędkością 20 kilometrów na godzinę albo 60 kilometrów na godzinę, ale nie z jakąkolwiek prędkością leżącą pomiędzy tymi wartościami. Ten fascynująco dziwaczny wniosek wyjaśnia natychmiast, dlaczego atomy nie wysyłają nieustannie światła, a elektron nie spada po spirali na jądro. Otóż elektron nie jest zdolny do ciągłego tracenia energii, kawałek po kawałku – jedyny sposób, w jaki może ją utracić, to pozbycie się dużej, ściśle określonej porcji naraz.

To, czego się właśnie dowiedzieliśmy, można powiązać z obserwowanymi własnościami atomów. W szczególności pozwala nam to wyjaśnić charakterystyczne kolory emitowanego przez nie światła. Rysunek 6.7 przedstawia światło widzialne emitowane przez najprostszy z atomów, wodór. Składa się ono z pięciu różnych barw: jasnoczerwona linia odpowiada światłu o długości fali równej 656 nanometrów, błękitna – światłu o długości fali 486 nanometrów,

a trzy pozostałe fioletowe linie bledną w ultrafioletowym końcu widma. Ten układ kolorowych linii nazywa się serią Balmera, od nazwiska szwajcarskiego fizyka matematycznego Johanna Balmera, który w 1885 roku zapisał formułę opisującą ich układ. Balmer nie miał pojęcia, dlaczego jego formuła działa, gdyż teoria kwantowa nie była jeszcze wtedy znana – jedyne, co zrobił, to wyraził obserwowaną regularność przy użyciu prostego wzoru matematycznego. My potrafimy zrozumieć przyczyny stojące za formułą Balmera, mające bezpośredni związek z dopuszczalnymi falami kwantowymi występującymi w atomie wodoru.

Rysunek 6.7. Seria Balmera dla wodoru: to właśnie widzimy, gdy światło emitowane przez gazowy wodór przepuszczamy przez spektroskop.

Wiemy, że o świetle można myśleć jako o strumieniu fotonów, z których każdy ma energię $E = hc/\lambda$, gdzie λ oznacza długość fali światła[27]. Spostrzeżenie, że atomy mogą emitować światło o pewnych konkretnych barwach, oznacza więc, iż emitują one wyłącznie fotony o pewnych bardzo szczególnych energiach. Przekonaliśmy się też, że elektron „uwięziony w atomie” może mieć bardzo szczególne energie. Krok konieczny do wyjaśnienia badanej tak długo tajemnicy kolorowego światła wysyłanego przez atomy jest już teraz bardzo prosty: różne kolory odpowiadają emisji fotonu towarzyszącej „zeskoczeniu” elektronu z jednego dopuszczalnego poziomu energetycznego na inny. Oznacza to, że obserwowane energie fotonów muszą zawsze być równe różnicom między dopuszczalnymi energiami elektronu. Taki opis fizyczny świetnie ilustruje przydatność wyrażania faktycznego stanu elektronu

w języku dopuszczalnych energii. Jeśli zdecydowalibyśmy się raczej na mówienie o dopuszczalnych wartościach pędu elektronu, to kwantowa natura obserwowanego zjawiska nie byłaby równie przejrzysta i nie doszlibyśmy tak łatwo do wniosku, że atom może emitować i absorbować promieniowanie o pewnych konkretnych długościach fal.

Model atomu oparty na cząstce zamkniętej w pudle nie jest wystarczająco precyzyjny, by pozwolił nam obliczyć energie elektronów w rzeczywistych atomach, co z kolei jest konieczne, by sprawdzić sensowność zaproponowanej przez nas koncepcji. Bardziej precyzyjne obliczenia stają się jednak możliwe, gdy podamy dokładniejszy model wiążącego elektron potencjału występującego w pobliżu protonu. Musi nam wystarczyć stwierdzenie, że odpowiednie rachunki nie pozostawiają żadnych wątpliwości: źródło tajemniczych linii widmowych naprawdę wygląda tak, jak opisaliśmy to powyżej.

Zauważyłeś pewnie, że nie wyjaśniliśmy, dlaczego elektron traci energię, emitując foton. Z punktu widzenia rozważań prowadzonych w tym rozdziale wytłumaczenie nie jest nam do niczego potrzebne. Coś jednak musi powodować wytrącenie elektronu z jego uświęconego stanu opisywanego przez falę stojącą, i to „coś” będzie tematem rozdziału 10. Na razie powiemy po prostu, że „aby wyjaśnić obserwowane częstotliwości światła emitowanego przez atomy, należy założyć, że światło jest wysyłane, gdy elektron przeskakuje z jednego poziomu energetycznego na inny, o mniejszej energii”. Dopuszczalne poziomy energetyczne są wyznaczone przez kształt pudełka, w którym znajduje się elektron, i zmieniają się w zależności od rozważanego atomu, gdyż dla różnych atomów środowisko, w jakim znajdują się ich elektrony, ma różny charakter.

Na razie wyjaśnianie problemu przy użyciu bardzo prostego obrazu atomu idzie nam całkiem nieźle, ale na dłuższą metę nie możemy udawać, że elektrony poruszają się swobodnie wewnątrz jakiegoś ograniczającego je pudła. W rzeczywistości przemieszczają się one w okolicy protonów i innych elektronów, i aby naprawdę zrozumieć atomy, musimy się zastanowić, jak bardziej precyzyjnie opisać całą sytuację.

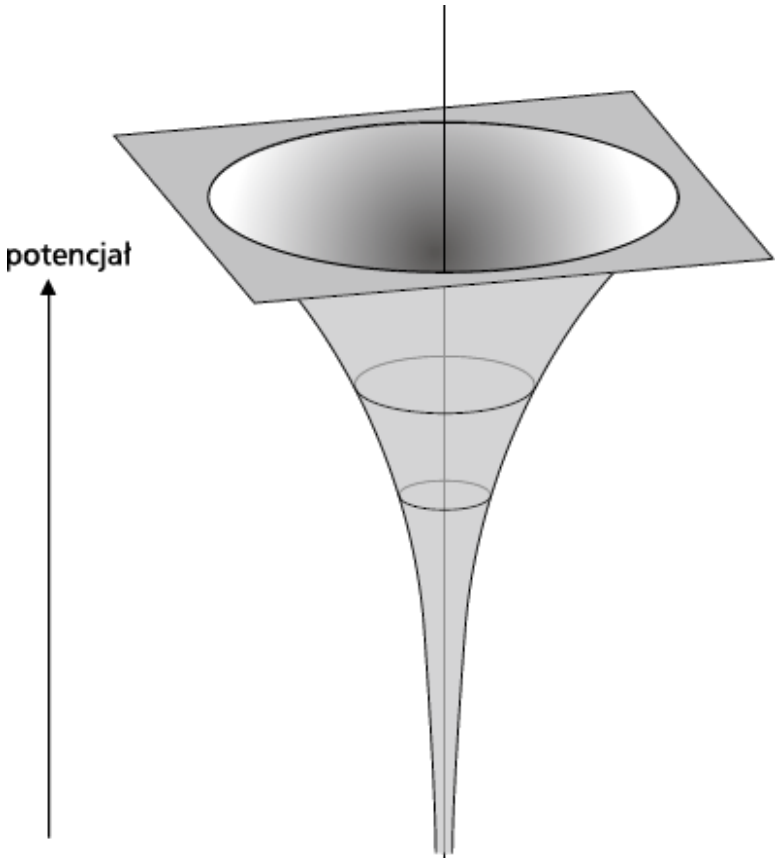
Atomowe pudło

Uzbrojeni w pojęcie potencjału możemy opisać atomy dużo dokładniej. Zacznijmy od najprostszego z nich, atomu wodoru. Składa się on zaledwie z dwóch cząstek: jednego elektronu i jednego protonu. Proton jest prawie dwa tysiące razy cięższy od elektronu, możemy więc założyć, że nie będzie się zbytnio poruszał – pozostanie raczej w jednym miejscu, tworząc potencjał, w którym więzi elektron.

Proton ma dodatni ładunek elektryczny, a elektron identyczny co do wartości ładunek ujemny. Przy okazji warto powiedzieć, że powód, dla którego ładunki elektryczne elektronu i protonu są *identyczne*, stanowi jedną z wielkich tajemnic fizyki. Zapewne stoi za tym jakiś bardzo istotny fakt związany z teorią cząstek subatomowych, której jeszcze nie odkryliśmy. W czasie gdy powstawała ta książka, nikt nie znał odpowiedzi.

To, co wiemy, to fakt, że wzajemne przyciąganie się przeciwnych ładunków powinno powodować, iż proton będzie przyciągał elektron do siebie. Z punktu widzenia fizyki prekwantowej może go ściągnąć dowolnie blisko. Dokładna odległość, na jaką elektron może zostać przyciągnięty, zależałaby w takim ujęciu od natury protonu: czy jest on raczej twardą kulą, czy mglistą chmurą bliżej nieznanego materiału? W rzeczywistości odpowiedź na ostatnie pytanie nie ma żadnego znaczenia, gdyż, jak się już przekonaliśmy, istnieje minimalna dopuszczalna energia, jaką może przyjmować elektron, wyznaczona (z grubsza rzecz biorąc) przez najdłuższą możliwą falę kwantową, która będzie pasowała do potencjału wygenerowanego przez proton. Potencjał ten naszkicowaliśmy na rysunku 6.8. Głęboka „dziura” działa jak kwadratowa studnia potencjału, z którą zetknęliśmy się wcześniej, jedyna różnica polega na tym, że ma bardziej skomplikowany kształt. Taki potencjał nazywa się „potencjałem kulombowskim”, gdyż determinuje go prawo opisujące oddziaływania między ładunkami elektrycznymi, zapisane po raz pierwszy w 1783 roku przez Charles’a Augustine’a de Coulomba. Ogólne wyzwanie pozostaje podobne do tego omówionego przy

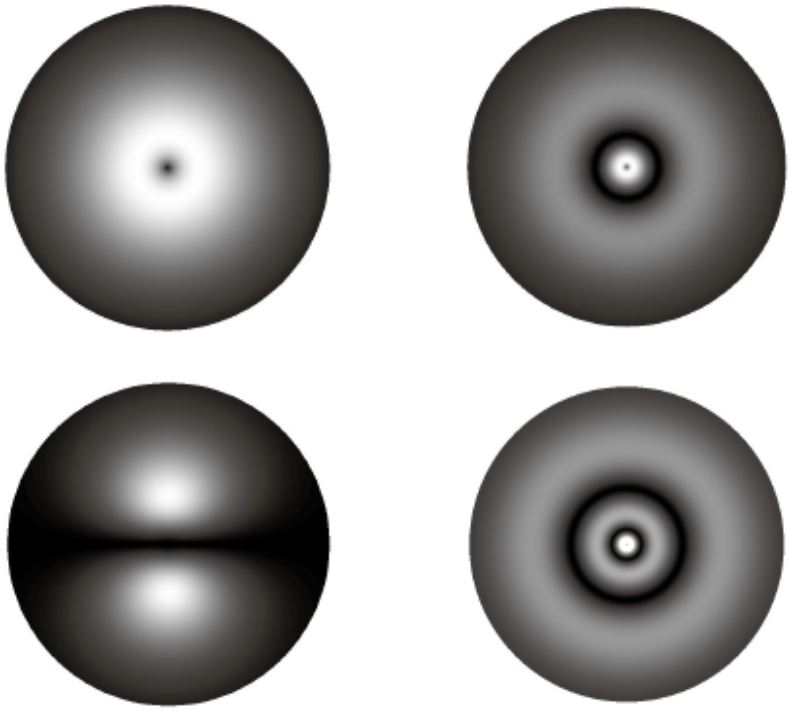
okazji dyskusji o kwadratowej studni: musimy odpowiedzieć na pytanie, jakie fale kwantowe pasują do badanego potencjału – to one wyznaczą dopuszczalne poziomy energetyczne atomu wodoru.



Rysunek 6.8. Studnia potencjału kulombowskiego wokół protonu. Studnia jest najgłębsza właśnie tam, gdzie znajduje się proton.

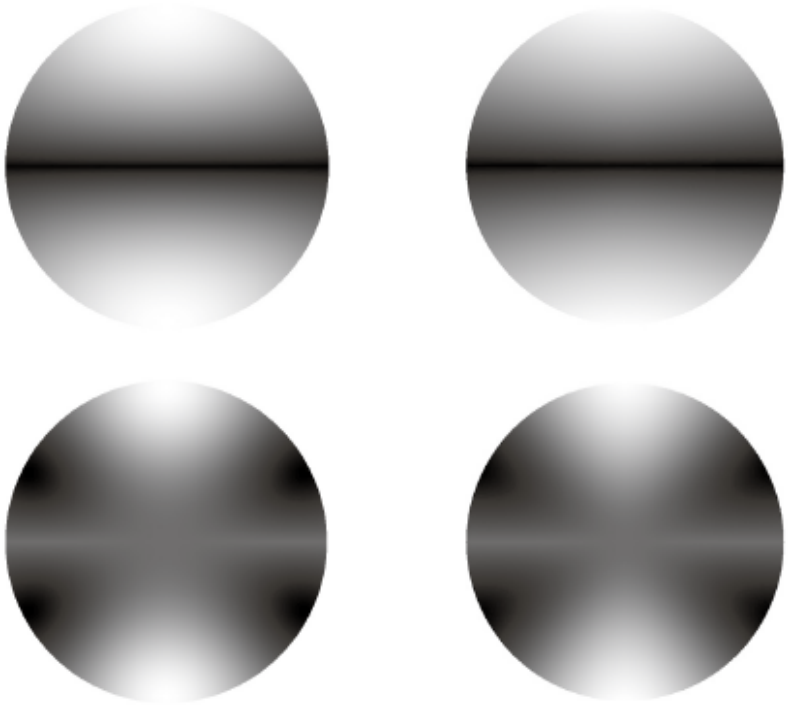
Nie owijając w bawełnę, moglibyśmy stwierdzić, że aby znaleźć odpowiednie fale, wystarczy „rozwiązać równanie falowe Schrödingera dla kulombowskiej studni potencjału", które stanowi jeden z konkretnych sposobów ścisłego przedstawienia reguł skakania zegarów. Szczegóły są bardzo techniczne, nawet dla tak prostego układu jak atom wodoru, ale na szczęście konieczne obliczenia nie nauczyłyby nas wiele więcej ponad to, co już zrozumieliśmy. Z uwagi na to przejdziemy od razu do odpowiedzi. Rysunek 6.9 przedstawia pewne fale stojące, które opisują elektron

w atomie wodoru. Widzimy tu mapę prawdopodobieństw znalezienia elektronu w danym punkcie. Jasne obszary odpowiadają miejscom, gdzie szanse odkrycia elektronu są największe. Rzeczywisty atom wodoru jest oczywiście trójwymiarowy – nasze rysunki pokazują przekroje przez środek atomu. W lewym górnym rogu widać funkcję falową stanu podstawowego, która mówi nam, że elektron będący w tym stanie zwykle znajdziemy w odległości 10^{-10} metra od protonu. Energie kolejnych fal stojących rosną od lewego górnego rogu do prawego dolnego. Zmienia się też skala – obrazek w prawym dolnym rogu jest pokazany w ośmiokrotnie mniejszej skali od tego w lewym górnym rogu, tak że jasny obszar widoczny na tym ostatnim jest w przybliżeniu tej samej wielkości co małe jasne plamki pośrodku dwóch rysunków po prawej. Oznacza to, że im wyższy poziom energetyczny zajmuje elektron, tym dalej od protonu zwykle go znajdziemy (a więc i tym słabiej będzie on związany z protonem). Wyraźnie widać, że przedstawione fale nie są sinusoidalne, co jest równoważne temu, że nie opisują cząstek o ściśle określonym pędzie. Jak jednak staraliśmy się już wielokrotnie podkreślić, opisują one cząstki o ściśle określonej energii.



Rysunek 6.9. Cztery fale stojące odpowiadające najniższym poziomom energetycznym elektronu w atomie wodoru. Jasne obszary przedstawiają największe prawdopodobieństwo znalezienia elektronu, a proton znajduje się zawsze w centrum rysunku. Obrazki z prawego górnego i lewego dolnego rogu są czterokrotnie powiększone względem pierwszego obrazka, a ten z prawego z dolnego rogu został powiększony ośmiokrotnie. Szerokość pierwszego obrazka to w rzeczywistości 3×10^{-10} metra.

Charakterystyczny kształt fal stojących wiąże się z kształtem studni i warto dokładniej przedyskutować jego niektóre aspekty. Najbardziej rzucająca się w oczy cecha studni widocznej wokół protonu to jej sferyczna symetria. Ostatnie stwierdzenie oznacza po prostu, że studnia wygląda zawsze tak samo, niezależnie od tego, z jakiego kąta ją oglądamy. Aby lepiej to sobie uzmysłowić, pomyśl o piłce do koszykówki bez jakichkolwiek wzorów czy napisów: jest ona idealną kulą i niezależnie od tego, jak ją obrócimy, będzie zawsze wyglądać tak samo. Może powinniśmy myśleć o elektronie w atomie wodoru jako o cząstce zamkniętej w miniaturowej piłce od koszykówki? Taka koncepcja wygląda zdecydowanie bardziej wiarygodnie niż model elektronu uwięzionego w kwadratowej studni – co więcej, faktycznie w pewnym sensie odpowiada rzeczywistości. Po lewej stronie rysunku 6.10 pokazane są dwie stojące fale dźwiękowe o najmniejszej energii, jakie można utworzyć w piłce do koszykówki. Kolejny raz przedstawiamy przekrój przez rozważany układ, a kolory odpowiadają tym razem ciśnieniu powietrza w piłce (jaśniejsze barwy to większe ciśnienie). Po prawej stronie widać dwie z możliwych elektronowych fal stojących w atomie wodoru. Obrazki nie są identyczne, ale bardzo podobne. Wyobrażanie sobie elektronu w atomie wodoru jako uwięzionego w czymś przypominającym miniaturową piłkę do koszykówki nie jest więc wcale takie głupie. Rysunek 6.10 czytelnie pokazuje falowe własności cząstek kwantowych i powinien uczynić cały problem nieco mniej tajemniczym: zrozumienie zachowania elektronu w atomie wodoru nie jest trudniejsze niż zrozumienie wibracji powietrza wewnątrz piłki do koszykówki.



Rysunek 6.10. Dwie najprostsze dźwiękowe fale stojące wewnątrz piłki do koszykówki (po lewej) porównane z odpowiednimi falami elektronowymi w atomie wodoru (po prawej). Widać wyraźne podobieństwa. Górny obraz dla atomu wodoru to powiększenie centralnej części koła z lewego dolnego rogu rysunku 6.9.

Zanim zakończymy omawianie atomu wodoru, chcielibyśmy powiedzieć jeszcze trochę więcej o potencjale wytwarzanym przez protony i o mechanizmie pozwalającym elektronowi przeskoczyć z wyższego poziomu energetycznego na niższy i emitowanie przy tym fotonu. Na razie uniknęliśmy dyskusji o tym, w jaki sposób elektron i proton komunikują się ze sobą, sprytnie wprowadzając pojęcie potencjału. Takie uproszczenie umożliwiło nam uzasadnienie kwantyzacji energii dla uwięzionych cząstek. Jeśli jednak chcemy dogłębnie zrozumieć, co się dzieje w atomach, powinniśmy spróbować wyjaśnić też mechanizm powodujący związanie cząstek. W wypadku cząstki poruszającej się wewnątrz prawdziwego pudełka moglibyśmy wyobrazić sobie szczelny mur, najpewniej zbudowany z atomów, uniemożliwiających cząstce przedostanie się na drugą stronę za pomocą jakiegoś bliżej nieokreślonego oddziaływania.

Dokładne zrozumienie sensu słowa „szczelny” w ostatnim zdaniu wymaga oczywiście analizy tego, w jaki sposób cząstki ze sobą oddziałują. Podobnie nasze stwierdzenia, że proton w atomie wodoru „tworzy potencjał”, w którym porusza się elektron, a potencjał więzi elektron, tak jakby był on cząstką zamkniętą w pudełku, nie mogą zawierać pełnego opisu sytuacji. W rzeczywistości elektron niewątpliwie oddziałuje z protonem i to właśnie ich oddziaływanie dyktuje dokładne warunki uwięzienia elektronu w potencjale.

W rozdziale 10 przekonamy się, że do wprowadzonych przez nas do tej pory reguł kwantowych trzeba dodać nowe zasady rządzące oddziaływaniami między cząstkami. Do tej pory nasze reguły są bardzo proste: cząstki skaczą z punktu do punktu, przenosząc ze sobą wyimaginowane zegary, których wskazówki obracają się o ściśle określone kąty, zależne od dystansu pokonanego podczas skoku. Wszystkie skoki są dozwolone, a więc cząstka może przemieścić się z A do B po nieskończenie wielu różnych drogach. Każda z nich dostarcza do B pewien zegar i aby otrzymać ostateczny wynik, musimy dodać do siebie wszystkie zegary lądujące w B. Powstały w ten sposób zegar pozwala nam odczytać prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w B. Dodanie do tej gry oddziaływań okazuje się zaskakująco proste. Wystarczy podać jedną dodatkową regułę: każda cząstka może wyemitować albo zaabsorbować inną cząstkę. Jeśli przed oddziaływaniem mieliśmy do czynienia z jedną cząstką, to później mogą pojawić się dwie, i na odwrót: jeśli przed oddziaływaniem w układzie były dwie cząstki, to po nim może się okazać, że została tylko jedna. Oczywiście jeśli chcemy podać model matematyczny, musimy precyzyjnie ustalić, które cząstki mogą połączyć się czy rozpaść oraz co stanie się z zegarami, które niosą ze sobą oddziałujące cząstki. Zajmiemy się tym w rozdziale 10, ale konsekwencje tych stwierdzeń dla atomów powinny być jasne już teraz. Jeśli istnieje reguła pozwalająca elektronowi oddziaływać za pomocą emisji fotonu, to może się zdarzyć, że elektron w atomie wodoru wypluje foton, tracąc przy tym energię i przeskakując na niższy poziom energetyczny. Może się też zdarzyć tak, że elektron zaabsorbuje foton, zyskując przy tym energię i przeskakując na wyższy poziom energetyczny.

Istnienie linii widmowych wskazuje, że dzieje się właśnie coś takiego. Odpowiedni proces jest zwykle silnie asymetryczny. W szczególności elektron może w dowolnej chwili wypluć foton i utracić przy tym energię, ale zyskać energię i wskoczyć na wyższy poziom energetyczny może tylko wtedy, jeśli w pobliżu pojawi się foton (albo jakieś inne źródło energii), tak by mogło nastąpić zderzenie. W gazie wodorowym takie fotony są zazwyczaj nieliczne i znajdują się dość daleko od siebie, a więc prawdopodobieństwo tego, że atom w stanie wzbudzonym wyemituje foton, jest znacznie większe od tego, że zaabsorbuje foton. W wyniku tego mechanizmu większość atomów wodoru w miarę upływu czasu ulega deekscytacji, co oznacza, że emisja zyskuje przewagę nad absorpcją, a atomy zmierzają do stanu podstawowego, z $n = 1$. Nie dzieje się tak zawsze, gdyż możemy przygotować układ tak, by ciągle wzbudzać atomy, dostarczając im energię w ściśle określony, kontrolowany sposób. Odpowiednia technologia stała się dziś wszechobecna – chodzi o laser. Podstawowa idea konstrukcji lasera polega na wpompowywaniu energii w atomy, wzbudzaniu ich w ten sposób, a następnie zbieraniu fotonów powstających, gdy elektrony tracą energię. Otrzymane fotony okazują się bardzo użyteczne do odczytywania z wysoką precyzją danych z powierzchni płyt CD czy DVD. Mechanika kwantowa wpływa na nasze życie na tysiące sposobów.

W tym rozdziale udało się nam wyjaśnić genezę linii widmowych przy użyciu prostej koncepcji skwantowanych poziomów energetycznych. Mogłoby się wydawać, że oznacza to uzyskanie sposobu myślenia o atomach, który sprawdza się w praktyce. Coś jednak się nie zgadza. Brakuje ostatniego kawałka układanki, bez którego nie udałoby się nam wyjaśnić struktury atomów cięższych niż atom wodoru. Co istotne, nie udałoby się też wyjaśnić, dlaczego nie przelatujemy na wylot przez podłogę. Ten ostatni fakt stanowiłby poważną wadę naszej najlepszej teorii opisującej przyrodę. Idea, której szukamy, pochodzi z prac austriackiego fizyka Wolfganga Pauliego.

21 To, że potencjał grawitacyjny precyzyjnie odpowiada ukształtowaniu terenu, wynika z faktu, iż w pobliżu powierzchni Ziemi potencjał grawitacyjny jest proporcjonalny do wysokości nad powierzchnią morza.

22 Tak naprawdę opisują je funkcje Bessela.

23 Wynika to z faktu, że energia jest równa $1/2mv^2$, a $p = mv$. Oba te równania ulegają pewnym modyfikacjom za sprawą szczególnej teorii względności, ale dla elektronu w atomie wodoru są one pomijalnie małe.

24 Mówimy tu o dużej piłce i nie musimy się martwić o żadne kwantowe skoki. Jeśli jednak ta kwestia przyszła ci do głowy, to dobry znak: twoja intuicja staje się skwantowana.

25 Muzycy tak naprawdę pewnie nie używają nawet tego określenia. Przynajmniej nie perkusiści – słowo „częstotliwość” zawiera przecież więcej niż trzy sylaby.

26 Czyli $n = 1$ dla kwadratowej studni potencjału.

27 Zauważ, że jeśli wiesz, iż dla cząstek bezmasowych $E = cp$ (co wynika z Einsteinowskiej szczególnej teorii względności), to równanie $E = hc/\lambda$ jest prostą konsekwencją równania de Broglie’a.

7

Wszechświat w czubku szpilki

(i dlaczego nie przelatujemy na wylot przez podłogę)

To, że nie przelatujemy przez podłogę na wylot, jest w pewnym sensie tajemnicą. Powiedzenie, że podłoga to „ciało stałe", nie rozwiązuje problemu, choćby z uwagi na odkrycie Rutherforda, że atomy składają się niemal wyłącznie z pustej przestrzeni. Sytuacja staje się jeszcze bardziej skomplikowana, gdy uświadomimy sobie, że fundamentalne cząstki występujące w przyrodzie w ogóle nie mają rozmiarów.

Zajmowanie się cząstkami „niemającymi rozmiarów" wydaje się mocno problematyczne, a może nawet bezsensowne. Nic jednak, co powiedzieliśmy w poprzednich rozdziałach, nie zakładało ani nie wymagało tego, by cząstki miały jakąkolwiek fizyczną długość czy objętość. Pojęcie autentycznie punktowych obiektów nie musi być błędne, choć wydaje się przeczyć zdrowemu rozsądkowi – o ile czytelnikowi książki o teorii kwantowej na tym etapie pozostały jeszcze jakieś ślady zdrowego rozsądku. Oczywiście w przyszłości jak najbardziej może się okazać, że pewien eksperyment, na przykład wykonany w Wielkim Zderzaczu Hadronów, dowiedzie, iż elektrony i kwarki to nie infinitezymalne punkty, ale na razie z przeprowadzonych doświadczeń nic takiego nie wynika, a w fundamentalnych równaniach fizyki cząstek nie ma miejsca na „rozmiar". Nie oznacza to, że punktowe cząstki pozostają wolne od problemów – idea skończonego ładunku ściśniętego w nieskończenie małej objętości budzi kontrowersje – dotąd jednak

wszystkie związane z nimi teoretyczne pułapki udało się ominąć. Rozważania dotyczące pewnie najważniejszego nierozstrzygniętego problemu podstaw fizyki, konstrukcji kwantowej teorii grawitacji, zdają się kierować nas w stronę obiektów o niezerowych rozmiarach, ale dostępne współcześnie dane nie wystarczają, by skłonić fizyków do porzucenia idei cząstek elementarnych. Podkreślmy to bardzo wyraźnie: punktowe cząstki naprawdę nie mają rozmiarów, a pytanie: „Co się stanie, gdy podzielimy elektron na pół?" nie ma żadnego sensu, gdyż nie istnieje coś takiego jak „pół elektronu".

Przyjemną konsekwencją pracowania z elementarnymi porcjami materii, a niemającymi żadnych rozmiarów, jest to, że zrozumienie idei, zgodnie z którą cały widoczny Wszechświat był kiedyś ściśnięty do objętości grejpfruta czy nawet czubka szpilki, nie sprawia nam żadnego kłopotu. Choć może się to wydawać oszałamiające – wystarczająco trudno wyobrazić sobie skompresowanie góry do rozmiaru ziarnka grochu, co dopiero mówić o gwieździe, galaktyce czy 350 miliardach wielkich galaktyk występujących w obserwowanym Wszechświecie – nie ma absolutnie żadnego powodu, by było niemożliwe. Współcześnie proponowane teorie opisujące genezę struktury Wszechświata zajmują się bezpośrednim studiowaniem jego własności, gdy znajdował się w tak astronomicznie gęstym stanie. Za poprawnością takich teorii, choć są one bardzo dziwne, stoi wiele danych obserwacyjnych. W ostatnim rozdziale spotkamy obiekty o gęstościach, które co prawda nie sięgają skali „Wszechświata w czubku szpilki", ale jak najbardziej odpowiadają „górze w ziarnku grochu": białe karły to obiekty o masach gwiazd skurczone do rozmiarów Ziemi, a mające podobne masy gwiazdy neutronowe są skondensowane do idealnych kul o wielkości sporego miasta. Nie mówimy tu o strukturach ze stron fantastyki naukowej – astronomowie naprawdę je zaobserwowali, dokonując precyzyjnych pomiarów. Teoria kwantowa pozwoli nam obliczyć własności takich obiektów i porównać je z danymi obserwacyjnymi. Pierwszy krok na drodze do zrozumienia białych karłów i gwiazd neutronowych polega na znalezieniu odpowiedzi na dużo bardziej prozaiczne pytanie, od którego zaczęliśmy ten rozdział:

skoro podłoga składa się prawie wyłącznie z pustej przestrzeni, dlaczego nie przelatujemy przez nią na wylot?

Pytanie to ma długą i godną szacunku historię, a pełną odpowiedź podano zaskakująco niedawno, w 1967 roku, w artykule Freemana Dysona i Andrew Lenarda. Jego autorzy postanowili się zmierzyć z tym problemem, gdyż jeden z ich kolegów z pracy zapowiedział postawienie butelki dobrego szampana pierwszemu fizykowi, który zdoła podać teoretyczny dowód, że materia nie powinna się zapadać sama w siebie. Dyson mówił później, że zaproponowany przez niego i Lenarda dowód jest co prawda wyjątkowo skomplikowany, żmudny i mało przejrzysty, ale pozwolił im wykazać, że materia może być stabilna wyłącznie wtedy, jeśli elektrony podlegają tak zwanej regule wykluczania Pauliego, jednej z najbardziej fascynujących zasad rządzących naszym Wszechświatem.

Zaczniemy od odrobiny numerologii. W poprzednim rozdziale przekonaliśmy się, że strukturę najprostszego z atomów, atomu wodoru, można zrozumieć, jeśli poszuka się dopuszczalnych fal kwantowych pasujących do studni potencjału wytwarzanego przez proton. Pozwoliło nam to wyjaśnić, przynajmniej z jakościowego punktu widzenia, charakterystyczne widmo światła emitowanego przez atomy wodoru. Jeśli mielibyśmy na to czas, moglibyśmy obliczyć poziomy energetyczne w atomie wodoru. Każdy student fizyki wykonuje te rachunki na pewnym etapie swoich studiów, a otrzymane przez niego wyniki zgadzają się pięknie z danymi eksperymentalnymi. Z perspektywy poprzedniego rozdziału uproszczony model „cząstki zamkniętej w pudełku” był w pełni wystarczający, gdyż zawierał wszystkie kluczowe cechy atomu, na których podkreśleniu nam zależało. Teraz jednak będziemy potrzebować pewnego aspektu kompletnych obliczeń, który wiąże się z tym, że prawdziwy atom wodoru rozciąga się w trzech wymiarach. Dla naszego przykładu cząstki w pudełku rozważaliśmy tylko jeden wymiar i uzyskaliśmy serię poziomów energetycznych oznaczanych pojedynczą liczbą, n. Najniższy poziom oznaczyliśmy przez $n = 1$, kolejny przez $n = 2$, i tak dalej. Kiedy odpowiednie rachunki wykona się w pełnym, trójwymiarowym przypadku, okazuje się, co pewnie nie powinno być zaskoczeniem, że do scharakteryzowania

dopuszczalnych poziomów energetycznych potrzebne są trzy liczby. Tradycyjnie oznacza się je *n*, *l* oraz *m* i nazywa liczbami kwantowymi (w tym rozdziale trzeba uważać, by nie pomylić *m* z masą cząstki). Liczba kwantowa *n* odpowiada liczbie *n* dla cząstki zamkniętej w pudełku. Przyjmuje ona wartości całkowite (*n* = 1, 2, 3,...) i energia cząstki zwykle rośnie wraz ze wzrostem wartości *n*. Dopuszczalne wartości *l* i *m* okazują się związane z *n*: *l* musi być mniejsze niż *n* i może przyjmować wartość 0, tak że na przykład gdy *n* = 3, *l* może być równe 0, 1 albo 2. Liczba *m* może przyjmować dowolną wartość między *l* a –*l* w całkowitoliczbowych odstępach. Tak więc gdy *l* = 2, *m* może być równe –2, –1, 0, 1 albo 2. Nie zamierzamy wyjaśniać, skąd wzięły się te liczby, ponieważ nie wzbogaciłoby to w żaden sposób naszego zrozumienia całej sytuacji. Wystarczy, że powiemy, iż dla czterech fal z rysunku 6.9 mamy odpowiednio (*n,l*) = (1,0), (2,0), (2,1) i (3,0) (dla każdej z nich *m* = 0)[28].

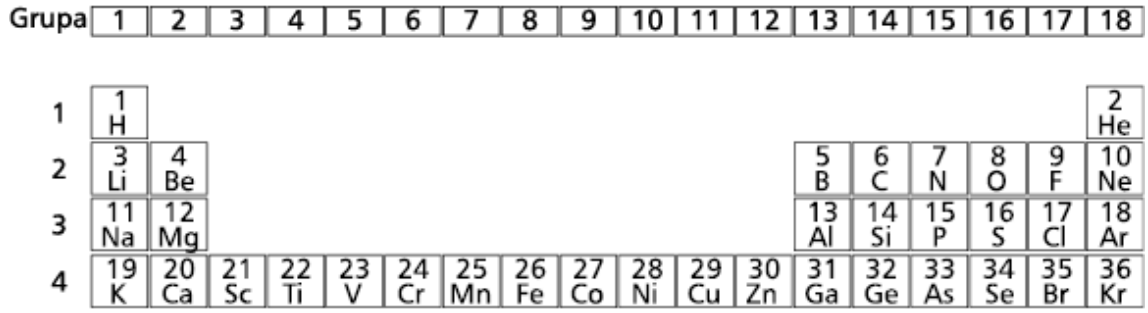
Jak już powiedzieliśmy, liczba kwantowa *n* to główna liczba rządząca dopuszczalnymi wartościami energii dla elektronów. Te ostatnie zależą też w drobnym stopniu od *l*, ale daje się to zaobserwować dopiero przy bardzo precyzyjnych pomiarach emitowanego światła. Bohr nie brał tego pod uwagę, gdy jako pierwszy obliczał energie odpowiadające kolejnym liniom widmowym wodoru, i podany przez niego wzór zawierał wyłącznie *n*. Energia elektronu nie zależy w ogóle od *m* (chyba że umieścimy atom wodoru w polu magnetycznym – tak naprawdę *m* nazywa się „magnetyczną liczbą kwantową”), ale to w żadnym wypadku nie znaczy, że ta liczba jest nieistotna. Aby się o tym przekonać, będziemy jeszcze przez chwilę kontynuować rozważania związane z numerologią.

Jeśli *n* = 1, to ile mamy różnych poziomów energetycznych? Zastosowanie podanych powyżej reguł mówi, że liczby *l* i *m* muszą być wtedy równe 0, a więc istnieje tylko jeden poziom energetyczny.

Przeprowadźmy teraz analogiczne rozumowanie dla *n* = 2. Tym razem *l* może przyjmować wartość 0 albo 1. Jeśli *l* = 1, to *m* może być równe –1, 0 albo 1, co daje trzy dodatkowe poziomy energetyczne. W sumie jest więc cztery.

Dla $n = 3$ liczba l może przyjmować wartość 0, 1 albo 2. Jeśli $l = 2$, to m może być równe –2, –1, 0, 1 albo 2, co daje pięć nowych poziomów. W sumie dla $n = 3$ mamy więc 1 + 3 + 5 = 9 poziomów. I tak dalej...

Zapamiętajmy te liczby dla pierwszych trzech wartości n: 1, 4 i 9, a następnie przyjrzyjmy się rysunkowi 7.1, przedstawiającemu pierwsze cztery wiersze układu okresowego pierwiastków, i policzmy, ile pierwiastków znajdziemy w każdym wierszu. Kiedy podzielimy uzyskaną liczbę przez dwa, otrzymamy kolejno 1, 4, 4 i 9. Wkrótce zrozumiemy, co się za tym kryje.



Rysunek 7.1. Pierwsze cztery wiersze układu okresowego

Ułożenie pierwiastków chemicznych w ten sposób przypisuje się zwykle rosyjskiemu chemikowi Dymitrowi Mendelejewowi, który przedstawił je na forum Rosyjskiego Towarzystwa Chemicznego 6 marca 1869 roku, czyli na dobre kilkadziesiąt lat przed tym, zanim ktokolwiek dowiedział się, jak liczyć dopuszczalne poziomy energetyczne w atomie wodoru. Mendelejew ustawił pierwiastki po kolei według ich mas atomowych, które we współczesnym języku odpowiadają liczbie protonów i neutronów w jądrze atomu (Rosjanin oczywiście tego też nie wiedział). Uporządkowanie pierwiastków tak naprawdę wiąże się z liczbą protonów w jądrze (liczba neutronów nie odgrywa tu żadnej roli), ale dla lżejszych pierwiastków te dwa sposoby ustawiania ich niczym się nie różnią, dzięki czemu wybór Mendelejewa dał poprawny wynik. Postanowił on ułożyć pierwiastki w wierszach i kolumnach, gdyż zauważył, że niektóre z nich mają bardzo podobne własności chemiczne, choć ich masy atomowe

istotnie się różnią. Kolumny grupują właśnie takie pierwiastki – na przykład widniejące na prawym krańcu rysunku hel, neon, argon i krypton to gazy szlachetne, niechętnie wchodzące w reakcje z innymi pierwiastkami. Mendelejew nie tylko odgadł prawidłowe ułożenie znanych za jego czasów pierwiastków, ale przewidział też odkrycie kolejnych, które miały pojawić się na brakujących miejscach w układzie. Faktycznie, te noszące numery 31 i 32 (gal i german) odkryto odpowiednio w 1875 i w 1886 roku. Odkrycia te potwierdziły, że Mendelejew wpadł na trop jakiegoś głębokiego faktu dotyczącego struktury atomów, ale nikt tak dokładnie nie wiedział, o jaki fakt chodzi.

Naszą uwagę natychmiast zwracają liczby pierwiastków w poszczególnych wierszach: dwa w pierwszym, osiem w drugim i trzecim, osiemnaście w czwartym. Odpowiadają one precyzyjnie dwukrotnościom liczb, które uzyskaliśmy, zliczając dopuszczalne poziomy energetyczne w atomie wodoru. Skąd bierze się ta zależność?

Jak już wspomnieliśmy, pierwiastki w układzie okresowym są ustawione w każdym wierszu od lewej do prawej według liczby protonów w jądrze, która jest równa liczbie elektronów w danym atomie. Pamiętajmy, że atomy są elektrycznie obojętne – dodatnie ładunki protonów idealnie równoważą ujemne ładunki elektronów. Najwyraźniej mamy do czynienia z jakąś interesującą zależnością łączącą chemiczne własności pierwiastków z energiami, jakie mogą mieć orbitujące wokół jądra elektrony.

Możemy wyobrazić sobie budowanie cięższych atomów z lżejszych za pomocą dodawania do nich kolejno pojedynczych protonów, neutronów i elektronów, pamiętając, by za każdym razem, gdy dołączymy do jądra nowy proton, umieścić na którymś poziomie energetycznym elektron. Odpowiednie ćwiczenie dotyczące operacji na liczbach doprowadzi nas do wzoru, jaki widzimy w układzie okresowym, jeśli założymy po prostu, że każdy poziom energetyczny może zawierać dwa, i co najwyżej dwa elektrony. Przyjrzyjmy się dokładniej, jak to działa.

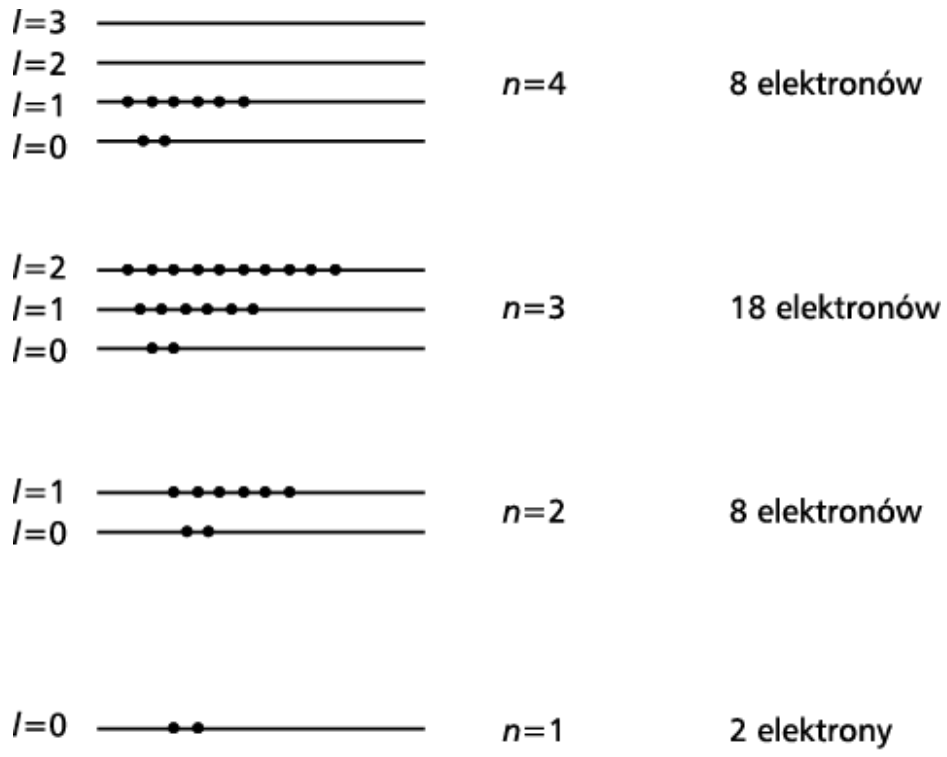
Wodór ma tylko jeden elektron, a więc wpadnie on na poziom energetyczny $n = 1$. Hel ma dwa elektrony i obydwa zmieszczą się

na poziomie $n = 1$. Teraz ten poziom jest już pełny. Aby zbudować atom litu, musimy dodać kolejny elektron, ale będzie on musiał wylądować na poziomie $n = 2$. Kolejne siedem elektronów, odpowiadających kolejnym siedmiu pierwiastkom (berylowi, borowi, węglowi, azotowi, tlenowi, fluorowi i neonowi), również zmieści się na poziomie $n = 2$, gdyż ma on cztery wolne miejsca, scharakteryzowane przez liczby $l = 0$ oraz $l = 1$ i $m = -1$, 0 bądź 1. W ten sposób poradziliśmy sobie z wszystkimi pierwiastkami do neonu włącznie. Gdy dotarliśmy do neonu, wypełnił się cały poziom $n = 2$ i zaczynając od sodu, musimy przejść do $n = 3$. Kolejne osiem elektronów, jeden po drugim, trafia na różne poziomy $n = 3$; najpierw na te odpowiadające $l = 0$, potem na te z $l = 1$. Tak opisujemy strukturę atomów wszystkich pierwiastków aż do argonu. Czwarty wiersz potrafimy wyjaśnić, jeśli założymy, że zawiera on wszystkie pozostałe elektrony z $n = 3$ (to znaczy dziesięć elektronów o $l = 2$) oraz elektrony z $n = 4$, dla których $l = 0$ lub 1 (razem osiem elektronów). W sumie daje to magiczną liczbę osiemnastu elektronów. Na rysunku 7.2 naszkicowaliśmy to, jak elektrony wypełniają poziomy energetyczne dla najcięższego pierwiastka z przedstawionej przez nas części układu okresowego, kryptonu (którego atom zawiera trzydzieści sześć elektronów).

Aby wszystko to, co powiedzieliśmy do tej pory, przenieść z poziomu zabawy liczbami do stwierdzeń naukowych, musimy wiele wyjaśnić. Przede wszystkim powinniśmy uzasadnić, dlaczego własności chemiczne pierwiastków leżących w tej samej kolumnie są podobne. Z naszego schematu wynika jasno, że pierwszy pierwiastek w każdym z pierwszych trzech wierszy zaczyna proces wypełniania poziomów dla kolejnych wartości n. Dokładniej mówiąc, wodór rozpoczyna procedurę od pojedynczego elektronu na pustym oprócz niego poziomie $n = 1$, lit zaczyna drugi wiersz od pojedynczego elektronu na poziomie $n = 2$, a sód zaczyna trzeci wiersz od pojedynczego elektronu na poziomie $n = 3$. Trzeci wiersz jest dość specyficzny, gdyż poziom $n = 3$ może zmieścić osiemnaście elektronów, a w trzecim wierszu nie ma osiemnastu pierwiastków. Możemy jednak odgadnąć, co się dzieje: pierwsze osiem elektronów wypełnia poziomy z $n = 3$ i $l = 0$ bądź 1, a potem (z jakiegoś

powodu) musimy przeskoczyć do czwartego wiersza. Czwarty wiersz zawiera pozostałe dziesięć elektronów z poziomu $n = 3$ i $l = 2$ oraz osiem elektronów z poziomu $n = 4$ i $l = 0$ bądź 1. To, że wiersze nie odpowiadają idealnie wartościom n, sugeruje, iż związek między chemią a zliczaniem poziomów energetycznych nie jest aż tak prosty, jak usiłowaliśmy cię przekonać. Współcześnie wiadomo jednak, że potas i wapń, pierwsze dwa pierwiastki w czwartym wierszu, mają elektrony na poziomie $n = 4$, $l = 0$, a kolejne dziesięć, od skandu do cynku – na ominiętych wcześniej poziomach $n = 3$, $l = 2$.

Aby zrozumieć, dlaczego wypełnianie poziomów z $n = 3$ i $l = 2$ zaczyna się dopiero po wapniu, musimy wyjaśnić, czemu elektrony na poziomie z $n = 4$ i $l = 0$, występujące w atomach potasu i wapnia, mają energie niższe niż te z poziomów $n = 3$, $l = 2$. Przypomnijmy, że „stan podstawowy" atomu charakteryzuje konfiguracja elektronów o najmniejszej możliwej energii, ponieważ każdy stan wzbudzony może zmniejszyć swoją energię, emitując foton. Kiedy więc mówiliśmy „ten atom zawiera następujące elektrony na takich poziomach energetycznych", za każdym razem mieliśmy na myśli konfigurację elektronów o najmniejszej możliwej energii. Oczywiście nie próbowaliśmy w żaden sposób wyliczyć odpowiednich energii dla różnych poziomów, trudno więc nam uzasadniać taką, a nie inną ich kolejność ze względu na wartość energii. Tak naprawdę dla atomów zawierających więcej niż dwa elektrony obliczenie dopuszczalnych energii elektronów jest bardzo skomplikowane, co więcej, nawet już w wypadku atomu z dwoma elektronami (helu) rachunki stają się dość trudne. Proste stwierdzenie, że poziomy należy uszeregować według wzrastającej wartości n, bierze się z dużo łatwiejszych obliczeń dla atomu wodoru, wówczas bowiem faktycznie najmniejszej energii odpowiada poziom $n = 1$, kolejnej poziom $n = 2$, potem $n = 3$ i tak dalej.



Rysunek 7.2. Wypełnianie poziomów energetycznych w atomie kryptonu. Kropki przedstawiają elektrony, a poziome linie poziomy energetyczne, oznaczone liczbami kwantowymi *n*, *l* i *m*. Połączyliśmy ze sobą poziomy o różnych wartościach *m*, ale pozostawiliśmy oddzielnie te o różnych *n* czy *l*.

Z tego, co właśnie powiedzieliśmy, wynika w oczywisty sposób, że pierwiastki leżące na prawym krańcu układu okresowego odpowiadają atomom, dla których pewne zbiory poziomów zostały całkowicie wypełnione. W szczególności dla helu pełny jest poziom $n = 1$, dla neonu poziom $n = 2$, a dla argonu poziom $n = 3$, a raczej jego część odpowiadająca $l = 0$ i $l = 1$. Dalsze zastanawianie się nad podobnymi faktami prowadzi do zrozumienia pewnych ważnych idei chemicznych. Na szczęście nie piszemy podręcznika chemii, możemy więc przedstawić je w dużym skrócie. Grozi nam co prawda zarzut lekceważącego streszczania całej dziedziny nauki w jednym akapicie, ale jakoś to przeżyjemy.

Kluczowa obserwacja polega na tym, że atomy mogą się ze sobą łączyć, dzieląc się przy tym elektronami. Dokładniej omówimy to

w następnym rozdziale, przy okazji badania mechanizmu wiązania się dwóch atomów wodoru w cząsteczkę wody. Ogólna zasada mówi, że pierwiastki „lubią” mieć dokładnie wypełnione wszystkie poziomy. W wypadku helu, neonu, argonu i kryptonu jest tak od samego początku, a więc odpowiednie atomy są „szczęśliwe” same ze sobą, „nie zależy im” na wchodzeniu w reakcje z innymi. Atomy innych pierwiastków mogą natomiast „próbować” wypełnić swoje poziomy energetyczne, dzieląc się elektronami z innymi atomami. Wodór na przykład potrzebuje jednego elektronu, by wypełnić poziom $n = 1$. Może zrealizować swój cel, dzieląc się posiadanym elektronem z innym atomem wodoru i tworząc cząsteczkę wodoru, której symbol chemiczny to H_2. Gazowy wodór zwykle występuje właśnie w takiej postaci. Węgiel ma na poziomach $n = 2$ z $l = 0$ i $l = 1$ cztery elektrony z możliwych ośmiu i „chciałby” znaleźć dodatkowe cztery, by zapełnić wolne miejsca. Może mu się to udać, gdy połączy się z czterema atomami wodoru, tworząc CH_4, cząsteczkę gazu zwanego metanem. Może też jednak połączyć się z dwoma atomami tlenu, z których każdy potrzebuje dwóch elektronów do wypełnienia poziomu $n = 2$. Wtedy powstaje CO_2 – dwutlenek węgla. Tlen z kolei mógłby znaleźć brakujące mu do szczęścia elektrony, łącząc się z dwoma atomami wodoru i tworząc H_2O, czyli po prostu wodę. I tak dalej... Na tym polega chemia: atomom ze względów energetycznych „opłaca się” wypełniać poziomy elektronami, nawet jeśli potrzebują w tym celu łączyć się z sąsiadami. Ich skłonność do takich połączeń, w ostatecznym rozrachunku biorąca się z zasady każącej wszystkim obiektom zmierzać do stanu o najmniejszej możliwej energii, rządzi powstawaniem wszystkich substancji, od wody do DNA. Rozumiemy teraz, dlaczego w świecie bogatym w wodór, tlen i węgiel tak łatwo spotkać dwutlenek węgla, wodę i metan.

Wszystko to wygląda bardzo zachęcająco, ale pozostał nam do wyjaśnienia jeszcze jeden kawałek układanki: dlaczego na każdym dostępnym poziomie energetycznym mogą się znajdować tylko dwa elektrony? Ten fakt stanowi treść zasady wykluczania Pauliego i w oczywisty sposób musi być prawdziwy, żeby wszystko, co przed

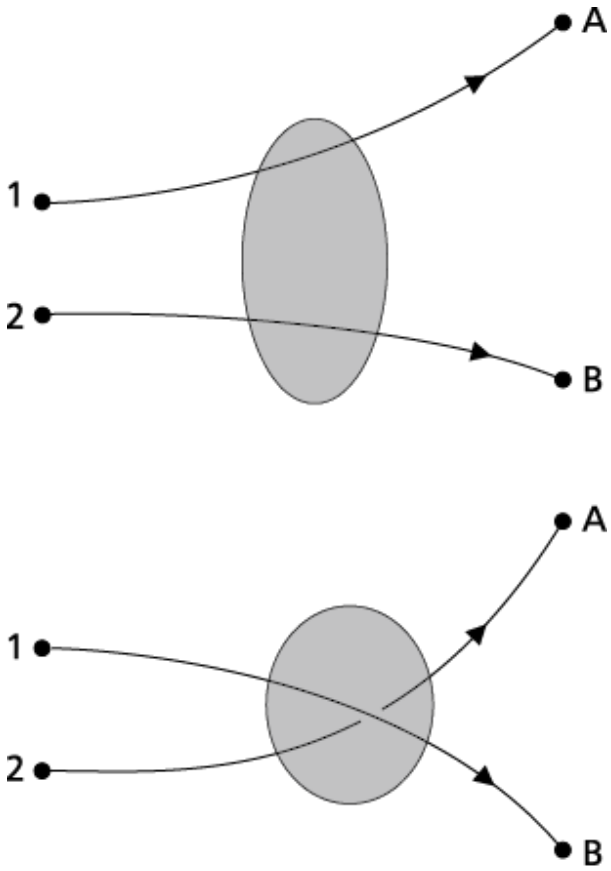
chwilą omówiliśmy, miało sens. Gdyby zasada Pauliego nie obowiązywała, elektrony mogłyby po prostu zgromadzić się na najniższym możliwym poziomie wokół każdego jądra. Wówczas nie istniałaby chemia, co wbrew pozorom miałoby raczej nieprzyjemne konsekwencje – nie istniałyby też cząsteczki, a więc i jakiekolwiek życie we Wszechświecie.

Koncepcja mówiąca, że każdy możliwy poziom energetyczny mogą zajmować co najwyżej dwa atomy, wydaje się dość przypadkowa i kiedy została przedstawiona po raz pierwszy, nikt nie potrafił uzasadnić, dlaczego miałaby być prawdziwa. Początkowy krok na drodze ku jej zrozumieniu wykonał Edmund Stoner, syn zawodowego krykiecisty (tym, którzy regularnie czytają „Johna Wisdena Almanach Krykieta", wspomnijmy, że papa Stoner w 1907 roku wyeliminował ośmiu odbijających w meczu z reprezentacją Afryki Południowej), student Rutherforda, a następnie przez wiele lat dziekan wydziału fizyki na uniwersytecie w Leeds. W październiku 1924 roku Stoner zasugerował, że na każdym poziomie energetycznym (*n*, *l*, *m*) powinny się znajdować co najwyżej dwa elektrony. Pauli rozwinął tę koncepcję i w 1925 roku opublikował regułę, którą rok później Dirac nazwał jego nazwiskiem. Reguła wykluczania sformułowana przez Pauliego mówiła, że żadne dwa elektrony w atomie nie mogą mieć tych samych liczb kwantowych. Problem, z którym musiał się zmierzyć Austriak, polegał na tym, że dwa elektrony najwyraźniej mogły mieć te same wartości *n*, *l* i *m*. Pauli wybrnął z niego, po prostu wprowadzając nową liczbę kwantową. Oczywiście był to *ansatz*: fizyk nie wiedział, co miałaby ona przedstawiać, założył tylko, że musi przyjmować jedną z dokładnie dwóch wartości. Napisał: „Nie potrafimy uzasadnić tej reguły w żaden głębszy sposób". Kolejny krok zrobili w 1925 roku George Uhlenbeck i Samuel Goudsmit. Uwzględniając dokładne pomiary widm atomowych, utożsamili w swoim artykule wprowadzoną przez Pauliego dodatkową liczbę kwantową z rzeczywistą, fizyczną własnością elektronu, znaną jako „spin".

Podstawowa idea spinu jest całkiem prosta i pojawiła się już w 1903 roku, na długo przed początkami teorii kwantowej. Kilka lat po odkryciu elektronu niemiecki fizyk Max Abraham zaproponował,

by traktować go jako maleńką wirującą naładowaną elektrycznie sferę. Jeśli miałoby to być prawdą, elektrony powinny reagować na obecność pól magnetycznych, a sposób tej reakcji musiałby zależeć od orientacji pola względem osi wirowania elektronu. W pracy z 1925 roku, opublikowanej trzy lata po śmierci Abrahama, Uhlenbeck i Goudsmit zauważyli, że model elektronu stanowiącego wirującą kulę nie może być poprawny, gdyż jeśli miałby wyjaśniać otrzymywane dane eksperymentalne, to elektron musiałby się obracać z prędkością większą od prędkości światła. Intuicja stojąca za koncepcją Abrahama była jednak poprawna – elektron naprawdę ma własność zwaną spinem[29] i wpływa ona na jego zachowanie w obecności pola magnetycznego. Autentyczne źródło spinu bierze się jednak z bezpośredniej, choć dość subtelnej konsekwencji Einsteinowskiej szczególnej teorii względności, którą do końca zrozumiano dopiero w 1928 roku, gdy Paul Dirac zapisał równanie opisujące kwantowe zachowanie elektronu. Z naszego punktu widzenia wystarczy wiedza, że elektrony występują w dwóch stanach, które będziemy nazywać odpowiednio „spin w dół" i „spin w górę", charakteryzujących się przeciwnymi wielkościami momentu pędu (czyli zachowującymi się tak, jakby obracały się w przeciwnych kierunkach). Szkoda, że Abraham zmarł, zanim odkryto prawdziwą naturę spinu elektronów, gdyż do końca życia nie porzucił przekonania, że elektrony to miniaturowe sfery. W jego nekrologu z 1923 roku Max Born i Max von Laue napisali: „Był honorowym przeciwnikiem, walczącym uczciwą bronią i nigdy nieukrywającym swoich porażek pod osłoną narzekań i naciąganych argumentacji... Kochał swój absolutny eter, swoje równania pola, swój solidny, stały elektron, tak jak młody człowiek kocha pierwszą dziewczynę. Żadne późniejsze doświadczenia nie przesłonią takiej miłości". Gdyby tylko wszyscy nasi przeciwnicy byli tacy jak Abraham...

Naszym celem w pozostałej części tego rozdziału jest wyjaśnienie, dlaczego elektrony zachowują się w dziwny sposób przedstawiony w zasadzie wykluczania. Jak zwykle skorzystamy z naszych kwantowych zegarów.



Rysunek 7.3. Dwa elektrony ulegające rozproszeniu

Próbę odpowiedzi na to pytanie możemy zacząć od zastanowienia się, co się dzieje, gdy dwa elektrony „odbijają się” od siebie. Rysunek 7.3 przedstawia pewną szczególną sytuację, w której dwa elektrony, oznaczone przez „1” i „2”, wyruszają z pewnych punktów, by dotrzeć do innych. Końcowe położenia oznaczyliśmy przez A i B. Zacieniowane obszary mają nam przypominać, że wciąż nie wiemy, co dokładnie dzieje się, gdy elektrony oddziałują ze sobą (szczegóły nie będą w tej chwili istotne). Wystarczy, że wyobrazimy sobie, iż elektron 1 wyrusza z punktu początkowego i ląduje w A, a elektron 2 wyrusza ze swojego punktu początkowego i ląduje w B. To właśnie przedstawiliśmy na górnej części rysunku. Tak naprawdę argument, który zaraz podamy, pozostaje poprawny nawet wtedy, gdy kompletnie zignorujemy możliwość oddziaływania elektronów ze sobą. W takim wypadku elektron 1 skakałby do A nieświadomy

tego, co dzieje się z elektronem 2, i prawdopodobieństwo znalezienia elektronu 1 w A i elektronu 2 w B byłoby po prostu równe iloczynowi dwóch niezależnych prawdopodobieństw.

Załóżmy na przykład, że prawdopodobieństwo przeskoczenia elektronu 1 do A wynosi 45%, a prawdopodobieństwo przeskoczenia elektronu 2 do B 20%. Wówczas prawdopodobieństwo znalezienia elektronu 1 w A i elektronu 2 w B jest równe po prostu 0,45 × 0,2 = 0,09 = 9%. Jedyne, z czego skorzystaliśmy, to logiczne stwierdzenie, że szanse jednoczesnego wypadnięcia reszki w rzucie monetą i szóstki w rzucie kostką to jedna druga pomnożona przez jedną szóstą, czyli jedna dwunasta (nieco ponad 8%)[30].

Tak jak pokazano na rysunku, istnieje drugi sposób, w jaki elektrony mogą znaleźć się w A i B. Może się zdarzyć tak, że elektron 1 przeskoczy do B, a elektron 2 wyląduje w A. Przypuśćmy, że prawdopodobieństwo znalezienia elektronu 1 w B wynosi 5%, a prawdopodobieństwo znalezienia elektronu 2 w A 20%. Wówczas prawdopodobieństwo znalezienia elektronu 1 w B i elektronu 2 w A jest równe 0,05 × 0,2 = 0,01 = 1%.

Mamy więc dwa sposoby, w jakie nasze elektrony mogą trafić do A i B – jeden mający prawdopodobieństwo 9% i drugi o prawdopodobieństwie 1%. Zatem prawdopodobieństwo znalezienia jakiegoś elektronu w A, a jakiegoś w B, jeśli nie zależy nam na wiedzy, który dokąd dotarł, powinno wynosić 9% + 1% = 10%. Rozumowanie prowadzące do tego wyniku było proste; było też błędne.

Błąd leży w założeniu, że umiemy stwierdzić, który elektron dotarł do A, a który do B. A co, jeśli elektrony są identyczne? Może się wydawać, że nie ma to żadnego znaczenia, ale tak naprawdę jest inaczej. Przy okazji warto wspomnieć, że sugestia, iż cząstki kwantowe mogą być nieodróżnialne, pojawiła się po raz pierwszy przy okazji rozważań dotyczących prawa Plancka opisującego promieniowanie ciała doskonale czarnego. Mało znany fizyk Ladislas Natanson zauważył już w 1911 roku, że prawo Plancka kłóci się z założeniem, iż fotony można traktować jako cząstki odróżnialne od siebie. Inaczej mówiąc, jeśli do każdego fotonu dałoby się

przyczepić etykietkę i śledzić jego ruch, to otrzymane prawo promieniowania musiałoby być inne.

Skoro elektrony 1 i 2 są identyczne, to proces rozpraszania trzeba opisywać następująco: na początku mamy do czynienia z dwoma elektronami, a chwilę później obserwujemy dwa elektrony w pewnych innych położeniach. Jak się dowiedzieliśmy dużo wcześniej, elektrony nie podróżują po ściśle określonych trajektoriach, co oznacza, że nawet w teorii nie może istnieć sposób prześledzenia ich ruchu. W związku z tym nie ma sensu powiedzenie, że elektron 1 pojawił się w A, a elektron 2 w B. Po prostu nie umiemy ich odróżnić, a więc przypisywanie im konkretnych oznaczeń mija się z celem. To właśnie mamy na myśli, mówiąc w teorii kwantowej o nieodróżnialnych cząstkach. Dokąd prowadzi takie spostrzeżenie?

Przyjrzyj się kolejny raz rysunkowi 7.3. W tym konkretnym przypadku prawdopodobieństwa, które powiązaliśmy z dwoma diagramami (równe 9% i 1%), są poprawne. Nie mówią nam jednak wszystkiego. Wiemy, że cząstki kwantowe są opisywane przez zegary, a więc z elektronem 1 docierającym do A powinniśmy powiązać zegar ze wskazówką o długości równej pierwiastkowi kwadratowemu z 45%. Podobnie elektronowi 2 docierającemu do B odpowiada zegar ze wskazówką o długości równej pierwiastkowi kwadratowemu z 20%.

Nadeszła pora na wprowadzenie nowej reguły kwantowej, mówiącej, że z całym rozważanym procesem należy powiązać jeden zegar. Istnieje wobec tego pojedynczy zegar, taki, że długość jego wskazówki podniesiona do kwadratu powie nam, jakie jest prawdopodobieństwo znalezienia elektronu 1 w A i elektronu 2 w B. Inaczej mówiąc, sytuacji przedstawionej na górnej części rysunku 7.3 musi odpowiadać pojedynczy zegar. Łatwo dostrzec, że długość jego wskazówki musi być równa pierwiastkowi z 9%, ponieważ tyle właśnie wynosi prawdopodobieństwo zajścia badanego zdarzenia. Jaką jednak pokazuje godzinę? Próby odpowiedzi na to pytanie stanowią temat rozdziału 10, gdzie omówimy regułę mnożenia zegarów. Jeśli chodzi o bieżące rozważania, nie musimy znać kierunku wskazówki, wystarczy nam tylko nowa fundamentalna

reguła, którą przedstawiliśmy na początku tego akapitu. Warto ją powtórzyć, gdyż stanowi bardzo ogólną zasadę teorii kwantowej: z każdym sposobem, na jaki może potoczyć się *cały* dany proces, należy skojarzyć *pojedynczy* zegar. Zegar, który wiążemy ze znalezieniem pojedynczej cząstki w pewnym konkretnym położeniu, to ilustracja tej reguły w bardzo prostej sytuacji i na razie radziliśmy sobie świetnie, używając tylko takiego przykładu. Musimy pamiętać jednak, że to tylko szczególny przypadek i kiedy zaczynamy myśleć o więcej niż jednej cząstce, musimy rozszerzyć odpowiednią regułę.

Oznacza to, że sytuacji przedstawionej na górnej połowie rysunku 7.3 odpowiada zegar ze wskazówką długości 0,3. Tak samo istnieje drugi zegar ze wskazówką długości 0,1 (ponieważ 0,1 podniesione do kwadratu daje 0,01, czyli 1%) odpowiadający sytuacji z dolnej połowy rysunku. Mamy więc dwa zegary, przy użyciu których będziemy chcieli wyznaczyć prawdopodobieństwo znalezienia jakiegoś elektronu w A, a jakiegoś w B. Gdyby dwa elektrony dało się od siebie odróżnić, odpowiedź byłaby prosta – najzwyczajniej dodalibyśmy do siebie prawdopodobieństwa (a nie zegary) związane z każdą z dwóch możliwości. Jako odpowiedź otrzymalibyśmy 10%.

Jeśli jednak nie istnieje absolutnie żaden sposób na to, by stwierdzić, który z diagramów odpowiada rzeczywistemu przebiegowi doświadczenia (a tak jest, gdy mamy do czynienia z nieodróżnialnymi elektronami), to rozumując podobnie jak w przykładzie pojedynczej cząstki skaczącej z miejsca na miejsce, powinniśmy uznać, że otrzymane zegary trzeba do siebie dodać. Poszukujemy teraz uogólnienia zasady mówiącej, że przy rozważaniu ruchu pojedynczej cząstki, aby określić prawdopodobieństwo znalezienia jej w jakimś konkretnym miejscu, należy dodać do siebie zegary powiązane z wszystkimi możliwymi sposobami, na jakie cząstka mogła do tego miejsca dotrzeć. Dla układu wielu identycznych cząstek, by określić prawdopodobieństwo znalezienia ich w jakimś konkretnym układzie położeń, powinniśmy połączyć wszystkie zegary odpowiadające wszystkim możliwym sposobom dotarcia cząstki do tych położeń. Ostatnie zdanie jest na tyle ważne, że warto przeczytać je kilkakrotnie, aż stanie się jasne, że nowe

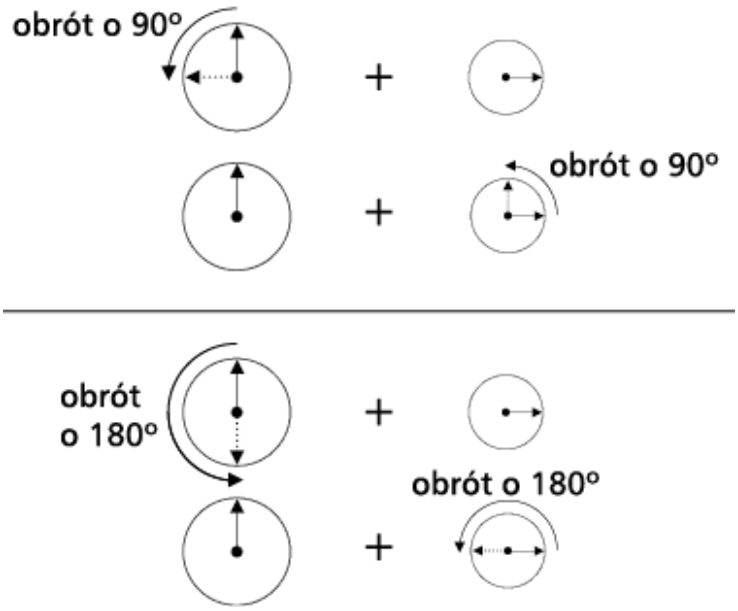
prawo łączenia ze sobą zegarów to bezpośrednie uogólnienie metody, z której korzystaliśmy dla pojedynczej cząstki. Być może zauważyłeś, że bardzo ostrożnie dobieramy słowa. Nie powiedzieliśmy, że należy koniecznie *dodać* zegary do siebie, lecz tylko, że trzeba je ze sobą *połączyć*. Nasza ostrożność ma oczywiście swoje przyczyny.

Naturalną opcją byłoby po prostu dodanie zegarów do siebie. Zanim jednak się na to zdecydujemy, powinniśmy zapytać, czy umiemy uzasadnić poprawność takiego wyboru. To dobry przykład na to, że w fizyce nie należy uznawać niczego za ustalone z góry – zastanawianie się nad przyjętymi założeniami często prowadzi do nowych, czasem zaskakujących spostrzeżeń, i tak właśnie będzie w tym wypadku. Cofnijmy się o krok i spróbujmy wyobrazić sobie najogólniejszą sensowną procedurę, którą moglibyśmy zastosować. Musielibyśmy wtedy uwzględnić możliwość obrócenia jednego z zegarów (czy też skurczenia go albo rozszerzenia), zanim zostanie dodany do drugiego. Przyjrzyjmy się tej możliwości dokładniej.

Stawiamy więc przed sobą następujący problem: „Mam dwa zegary i chcę za ich pomocą utworzyć jeden zegar, którego będę mógł użyć do określenia prawdopodobieństwa znalezienia dwóch elektronów w A i B. Jak powinienem je ze sobą połączyć?”. Nie sugerujemy z góry żadnej odpowiedzi, ponieważ chcemy zrozumieć, czy dodawanie zegarów naprawdę jest regułą, którą powinniśmy zastosować. Okazuje się, że tak naprawdę nie mamy zbyt wiele swobody – proste dodawanie zegarów jest – co ciekawe – jedną z zaledwie *dwóch* możliwości.

Aby uporządkować dyskusję, będziemy nazywać zegar odpowiadający cząstce 1 skaczącej do A i jednocześnie cząstce 2 skaczącej do B zegarem 1. Jest on związany z górną częścią rysunku 7.3. Zegar 2 odpowiada drugiej możliwości, przy której to cząstka 1 skacze do B. Zauważmy istotny fakt: jeśli obrócimy wskazówkę zegara 1 przed dodaniem go do zegara 2, to prawdopodobieństwo, jakie ostatecznie otrzymamy, musi być takie samo jak wtedy, gdy obrócilibyśmy w ten sam sposób wskazówkę zegara 2 przed dodaniem go do zegara 1.

Chcąc się o tym przekonać, wystarczy zrozumieć, że zamiana etykietek A i B na naszych diagramach w oczywisty sposób nie może wpłynąć na końcowy wynik. To tylko dwa różne sposoby opisu tego samego procesu. Zamiana miejscami A i B powoduje jednak jednocześnie zamianę obu części rysunku 7.3, górnej i dolnej. Oznacza to, że jeśli zdecydujemy się obrócić wskazówkę zegara 1 (odpowiadającego górnemu diagramowi), zanim dodamy go do zegara 2, musi to być, po zamianie etykietek, dokładnie równoważne obróceniu wskazówki zegara 2 (odpowiadającego górnemu diagramowi), zanim dodamy go do zegara 1. To rozumowanie jest absolutnie kluczowe, warto je więc kilkakrotnie powtórzyć. Skoro założyliśmy, że nie istnieje żaden sposób rozróżnienia dwóch cząstek, to wolno nam zamienić odpowiednie etykietki. Pociąga to za sobą fakt, że obrócenie wskazówki zegara 1 *musi* dać identyczną odpowiedź jak takie samo obrócenie wskazówki zegara 2 – zegary są przecież nieodróżnialne.



Rysunek 7.4. Górna część rysunku pokazuje, że dodanie do siebie zegarów 1 i 2 po obróceniu wskazówki zegara 1 o 90 stopni nie jest tym samym co dodanie ich do siebie po obróceniu wskazówki zegara 2 o 90 stopni. Dolna część przedstawia interesującą możliwość obrócenia wskazówki jednego z zegarów przed dodaniem ich do siebie o 180 stopni.

Ostatnia obserwacja nie jest drobną, nieistotną uwagą – ma poważne konsekwencje, gdyż mówi nam, że istnieją tylko dwa różne sposoby manewrowania zegarami, zanim dodamy je do siebie, które prowadzą do ostatecznego zegara mającego kluczową własność: długość jego wskazówki nie zależy od tego, którym z dwóch początkowych zegarów się zajmowaliśmy.

Przedstawia to rysunek 7.4. Górna jego część pokazuje, że jeśli obrócimy wskazówkę zegara 1 o 90 stopni, a następnie dodamy go do zegara 2, to otrzymamy zegar różniący się rozmiarem od tego powstałego po obróceniu najpierw wskazówki zegara 2 o 90 stopni, a następnie dodaniu go do zegara 1. Wynika to z tego, że jeśli najpierw przekręcimy zegar 1, to nowa wskazówka, przedstawiona jako przerywana strzałka, jest zwrócona w przeciwnym kierunku do wskazówki zegara 2, częściowo więc się z nią kasuje. Obrócenie na początku zegara 2 powoduje z kolei, że jego wskazówka jest skierowana w tę samą stronę co wskazówka zegara 1, a zatem w tym wypadku wskazówki dodają się do siebie, tworząc dłuższą wskazówkę.

Powinno być dla nas jasne, że w kącie 90 stopni nie ma nic szczególnego, i inne kąty również poprowadzą nas do końcowych zegarów o rozmiarach zależnych od tego, czy najpierw manewrujemy zegarem 1, czy zegarem 2.

Oczywistym wyjątkiem jest obrócenie wskazówki o 0 stopni, gdyż rzecz jasna obrócenie wskazówki zegara 1 o 0 stopni przed dodaniem go do zegara 2 daje to samo co obrócenie wskazówki zegara 2 o 0 stopni przed dodaniem go do zegara 1. Oznacza to, że dodawanie do siebie zegarów bez żadnych wcześniejszych obrotów stanowi jedną z dopuszczalnych możliwości. Podobnie działałoby obracanie wskazówek obu zegarów o ten sam kąt. Taka operacja jednak nie różni się tak naprawdę od nieobracania wskazówek w ogóle, odpowiada po prostu przedefiniowaniu tego, co uznajemy za „godzinę dwunastą”. Inaczej mówiąc, zawsze wolno nam obrócić każdą wskazówkę o jakiś kąt, pod warunkiem że to samo zrobimy z każdym zegarem. Zmiana ta nie wpłynie w żaden sposób na obliczane prawdopodobieństwa.

Dolna część rysunku 7.4 pokazuje, że istnieje jeszcze inny sposób, w jaki możemy dodawać zegary. Jeśli przed wykonaniem dodawania obrócimy jeden z nich o 180 stopni otrzymamy, co prawda, nieco inny zegar, niż gdybyśmy nie dokonali obrotu, jednak będzie on tych samych rozmiarów, co oznacza, że pokaże to samo prawdopodobieństwo znalezienia jednego elektronu w A i drugiego w B.

Podobne rozumowanie wyklucza możliwość skurczenia czy rozciągnięcia jednego z zegarów przed dodaniem ich do siebie, gdyż skurczenie zegara 1 przed dodaniem go do zegara 2 zwykle da inny wynik niż skurczenie zegara 2 przed dodaniem go do zegara 1, a reguła mówiąca, że te dwie procedury muszą dawać identyczne rezultaty, nie pozwala na żadne wyjątki.

Możemy więc wyciągnąć interesujący wniosek. Chociaż na początku pozwoliliśmy sobie na całkowitą swobodę, potem odkryliśmy, że z uwagi na to, iż nie sposób od siebie odróżnić obu cząstek, istnieją tylko dwie dopuszczalne metody łączenia zegarów ze sobą: możemy je albo po prostu do siebie dodać, albo dodać je do siebie, uprzednio obracając wskazówkę jednego czy drugiego z nich o 180 stopni. Fascynujące jest to, że przyroda naprawdę wykorzystuje obydwie te możliwości.

Gdy mamy do czynienia z elektronami, przed dodaniem odpowiednich zegarów do siebie musimy wykonać wspomniany wyżej obrót. W wypadku cząstek takich jak fotony czy bozony Higgsa trzeba dodawać zegary do siebie bez uprzedniego obrotu. Okazuje się więc, że cząstki występujące w przyrodzie dzielą się na dwie grupy: wymagające obrotu, zwane fermionami, i niewymagające obrotu, czyli bozony. Co określa, czy dana cząstka to fermion, czy bozon? Chodzi o spin.

Spin, jak sugeruje sama nazwa[31], to miara momentu pędu cząstki. Okazuje się, że fermiony mają zawsze spin połówkowy wyrażający się liczbami[32], takim jak 1/2, 3/2, 5/2 itd., a bozony – równy liczbom całkowitym. Mówimy, że elektron ma spin równy 1/2, foton ma spin 1, a bozon Higgsa spin 0. W naszej książce unikamy zajmowania się szczegółami dotyczącymi spinu, gdyż są one zazwyczaj bardzo techniczne. Musieliśmy jednak wiedzieć, że elektrony występują

w dwóch rodzajach, odpowiadających ich dwóch możliwym wartościom momentu pędu (spin do góry albo spin w dół), gdy omawialiśmy układ okresowy pierwiastków. To przykład ogólnej zasady mówiącej, że cząstka o spinie *s* występuje w 2*s* + 1 rodzajach. Tak więc cząstki o spinie 1/2 (takie jak elektrony) mogą istnieć w dwóch różnych stanach, cząstki o spinie 1 w trzech różnych stanach, a te o spinie 0 tylko w jednym. Związek łączący moment pędu cząstki ze sposobem dodawania do siebie zegarów nazywa się twierdzeniem o spinie i statystyce. Pojawia się on w naturalny sposób, gdy sformułuje się teorię kwantową tak, by była zgodna z Einsteinowską szczególną teorią względności. Dokładniej mówiąc, jest bezpośrednią konsekwencją wymagania, by nie była łamana zasada przyczynowości. Niestety wyprowadzenie twierdzenia o spinie i statystyce sięga poza poziom naszej książki – tak naprawdę wyrasta ono ponad poziom wielu książek. W *Feynmana wykładach z fizyki* Richard Feynman pisze tak:

> Przepraszamy, że nie umiemy podać elementarnego wyjaśnienia. Oryginalne uzasadnienie zostało wyprowadzone przez Pauliego ze skomplikowanego rozumowania wykorzystującego kwantową teorię pola i teorię względności. Austriak pokazał, że połączenie obu tych teorii jest konieczne do otrzymania żądanego wniosku, a nam nie udało się znaleźć sposobu na powtórzenie jego rozumowania na poziomie elementarnym. Wygląda to na jedno z niewielu miejsc w fizyce, gdzie natrafiamy na regułę, którą bardzo prosto sformułować, ale której nie sposób łatwo uzasadnić.

Biorąc pod uwagę to, że Richard Feynman napisał te słowa w podręczniku uniwersyteckim, nie pozostaje nam nic innego, jak podnieść ręce w przepraszającym geście i pokornie się z nim zgodzić. Zasada jest bardzo prosta i musisz uwierzyć nam na słowo, że daje się ją udowodnić: gdy masz do czynienia z fermionami, trzeba najpierw obracać odpowiednie wskazówki, a gdy z bozonami – dodawać zegary bez żadnych dodatkowych operacji. Okazuje się, że

to właśnie dodatkowy obrót jest źródłem reguły wykluczania, a co za tym idzie, ma fundamentalny wpływ na strukturę atomów. Po całej wykonanej przez nas na ostatnich stronach ciężkiej pracy możemy bardzo prosto wyjaśnić ten ostatni fakt.

Wyobraźmy sobie, że punkty A i B z rysunku 7.3 przysuwają się do siebie coraz bliżej. Kiedy znajdą się tuż obok siebie, zegar 1 i zegar 2 muszą mieć niemal takie same rozmiary i wskazywać niemal tę samą godzinę. Kiedy wreszcie A i B wylądują w tym samym punkcie, zegary 1 i 2 muszą stać się identyczne. Powinno to być jasne – zegar 1 odpowiada cząstce 1 znajdującej się na koniec w punkcie A, a zegar 2 w tym szczególnym przypadku przedstawia tę samą sytuację: punkty A i B się pokrywają. Tak czy inaczej, wciąż mamy do czynienia z dwoma zegarami i wciąż musimy je do siebie dodać. Tu właśnie pojawia się kluczowy zwrot akcji: ponieważ elektrony to fermiony, przed dodaniem do siebie zegarów musimy wskazówkę jednego z nich obrócić o 180 stopni. Oznacza to, że gdy punkty A i B się pokrywają, dwa rozważane zegary będą zawsze wskazywać dokładnie „przeciwne" godziny – jeśli jeden z nich pokaże dwunastą, to drugi będzie wskazywać szóstą – a co za tym idzie, dodanie ich do siebie spowoduje powstanie zegara o rozmiarze zero. To autentycznie fascynujące: przekonaliśmy się, że prawdopodobieństwo znalezienia dwóch elektronów w tym samym punkcie jest zawsze równe zeru. Prawa fizyki kwantowej zmuszają elektrony do unikania się nawzajem. Im bliżej siebie znajdą się dwa fermiony, tym mniejszy będzie otrzymany zegar, i tym mniejsze prawdopodobieństwo zajścia podobnej sytuacji. To jeden z możliwych sposobów sformułowania słynnej reguły Pauliego: elektrony unikają się nawzajem.

Przypomnijmy, że całe to rozumowanie zaczęliśmy, chcąc wykazać, iż dwa identyczne elektrony w atomie wodoru nie mogą przebywać na tym samym poziomie energetycznym. Nie jest ono jeszcze ostatecznie zakończone, ale stwierdzenie, że elektrony unikają się nawzajem, pociąga za sobą niewątpliwie konsekwencje dla zachowania atomów i ma też związek z tym, dlaczego nie przelatujemy przez podłogę na wylot. Widzimy teraz, że elektrony w atomach w naszych butach odpychają te znajdujące się

w podłodze nie tylko dlatego, że niosą one identyczne ładunki elektryczne, ale też dlatego, że w naturalny sposób unikają siebie nawzajem zgodnie z regułą wykluczania Pauliego. Okazuje się, jak udowodnili Dyson i Lenard, że to właśnie ta tendencja do wzajemnego unikania się faktycznie powoduje, iż nie przelatujemy przez podłogę na wylot. Co więcej, to ona zmusza elektrony do zajmowania różnych poziomów energetycznych w atomach, tworząc tym samym ich strukturę i ostatecznie prowadząc do istnienia wielu różnych pierwiastków, które obserwujemy w przyrodzie. Niewątpliwie mamy do czynienia z zasadą fizyczną o bardzo istotnych konsekwencjach dla codziennego życia. W ostatnim rozdziale naszej książki pokażemy, że reguła Pauliego odgrywa kluczową rolę w uniemożliwianiu pewnym gwiazdom zapadania się w siebie pod wpływem własnej grawitacji.

Na koniec powinniśmy wyjaśnić, dlaczego z faktu, iż dwa elektrony nie mogą przebywać w tym samym miejscu, wynika, że żadne dwa elektrony w atomie nie mogą mieć tych samych liczb kwantowych, a tym samym identycznych energii i spinów. Rozważmy dwa elektrony o takim samym spinie. Chcemy pokazać, że nie mogą one przebywać na tym samym poziomie energetycznym. Gdyby faktycznie znajdowały się na tym samym poziomie, to każdy z nich opisywałby ten sam zestaw zegarów rozmieszczonych w różnych punktach przestrzeni (związany z odpowiednią falą stojącą). Dla każdej pary punktów przestrzeni – które oznaczymy przez X i Y – mamy więc dwa zegary. Zegar 1 odpowiada „elektronowi 1 w punkcie X” i „elektronowi 2 w punkcie Y”, a zegar 2 „elektronowi 1 w punkcie Y” i „elektronowi 2 w punkcie X”. Z naszych poprzednich rozważań wynika, że aby obliczyć prawdopodobieństwo znalezienia jednego z elektronów w X, a drugiego w Y, musimy dodać do siebie zegar 1 i zegar 2, uprzednio obróciwszy wskazówkę jednego z nich o 180 stopni. Skoro jednak elektrony mają takie same energie, to zegary 1 i 2 muszą przed wykonaniem obrotu być identyczne. Po obrocie będą pokazywać „przeciwne” godziny i podobnie jak w sytuacji omawianej poprzednio dodane do siebie dadzą zegar zerowego rozmiaru. To samo będzie dotyczyło dowolnych punktów X i Y, a zatem ostatecznie wnioskujemy, że szanse znalezienia

kiedykolwiek i gdziekolwiek pary elektronów o identycznej konfiguracji fali stojącej, a więc o tej samej energii, są zerowe. W ostatecznym rozrachunku właśnie ten fakt powoduje stabilność atomów w twoim ciele.

28 Technicznie rzecz biorąc, jak wspomnieliśmy już w poprzednim rozdziale, ponieważ studnia potencjału wokół protonu jest sferycznie symetryczna (a nie kwadratowa), rozwiązania równania Schrödingera muszą być proporcjonalne do sferycznych składowych harmonicznych. Wynikająca z tego zależność funkcji od kąta generuje liczby kwantowe *l* i *m*. Zależność rozwiązania od odległości od protonu wiąże się z liczbą kwantową *n*.

29 Od angielskiego *to spin* (czyli wirować).

30 W rozdziale 10 dowiemy się, że uwzględnienie możliwości oddziaływania elektronów ze sobą zmusza nas do obliczenia prawdopodobieństwa znalezienia elektronu 1 w A i elektronu 2 w B „w jednym kroku", gdyż poprawny wynik nie redukuje się do iloczynu dwóch niezależnych prawdopodobieństw. Z punktu widzenia niniejszego rozdziału jest to nieistotny szczegół.

31 Zob. poprzedni przypis tłumacza.

32 W jednostkach danych przez stałą Plancka podzieloną przez 2π.

8

Wzajemnie powiązane

Jak dotąd w naszej książce przyglądaliśmy się uważnie regułom fizyki kwantowej dla pojedynczych cząstek i atomów. Dowiedzieliśmy się, że elektrony wewnątrz atomów znajdują się w stanach o ustalonej energii, zwanych stanami stacjonarnymi, ale sam atom może być superpozycją wielu takich stanów. Mówiliśmy też o tym, że elektron może przeskoczyć z jednego stanu energetycznego na drugi, emitując przy tym foton. Taka emisja fotonów sprawia, że poziomy energetyczne kryjące się w atomie stają się bardziej namacalne: kolory charakterystyczne dla atomowych przeskoków możemy zobaczyć wszędzie. W codziennym życiu mamy jednak styczność z ogromnymi zbiorami atomów połączonych w bryły i choćby tylko z tego powodu musimy się wreszcie zacząć zastanawiać nad tym, co się dzieje, kiedy łączymy atomy ze sobą.

Rozważania nad zbitkami atomów poprowadzą nas ścieżką, na której napotkamy wiązania chemiczne, przewodniki i izolatory, a wreszcie i półprzewodniki. Te interesujące materiały mają własności, które można wykorzystać do budowy miniaturowych urządzeń zdolnych do przeprowadzania podstawowych operacji logicznych. Urządzenia te nazywamy tranzystorami, a łącząc miliony ich ze sobą, możemy konstruować mikroprocesory. Jak się przekonamy, teoria tranzystorów ma fundamentalnie kwantowy charakter. Trudno sobie wyobrazić, jak mogłyby zostać wynalezione i zastosowane bez teorii kwantowej, a przecież bez nich nie sposób sobie wyobrazić współczesnego świata. Stanowią świetny przykład pomyślnego zbiegu okoliczności w nauce – powodowane czystą ciekawością badanie przyrody, którego wiele sprzecznych z intuicją

aspektów tak obszernie opisywaliśmy już w tej książce, doprowadziło ostatecznie do prawdziwej rewolucji w naszym codziennym życiu. Niebezpieczeństwo kryjące się w próbach ścisłego klasyfikowania i kontrolowania badań naukowych trafnie podsumowują słowa Wiliama Shockleya, jednego z wynalazców tranzystorów i kierownika Grupy Fizyki Ciała Stałego w Laboratoriach Bella[33]:

> Chciałbym się podzielić kilkoma spostrzeżeniami o słowach często wykorzystywanych do klasyfikowania typu badań w fizyce, na przykład: teoretyczne, stosowane, bez ograniczeń, fundamentalne, podstawowe, akademickie, przemysłowe, praktyczne, i tak dalej. Wydaje mi się, że w zbyt wielu wypadkach są one używane w sposób lekceważący, by – z jednej strony – umniejszyć praktyczne cele stworzenia czegoś pożytecznego, a z drugiej zignorować możliwą długofalową wartość badania nowych dziedzin, których praktycznej przydatności nie daje się przewidzieć. Często słyszę pytania, czy zaplanowane przeze mnie doświadczenie należy do dziedziny badań teoretycznych, czy stosowanych; dla mnie jednak ważniejsze jest to, czy dany eksperyment wniesie coś nowego i być może trwałego do naszej wiedzy o przyrodzie. Jeśli są na to szanse, to wówczas, według mnie, mamy do czynienia z dobrą, fundamentalną pracą badawczą, co jest zdecydowanie istotniejsze niż to, czy motywacja do jej wykonania leży w czysto estetycznej satysfakcji uczonych przeprowadzających doświadczenie, czy też w próbie poprawy stabilności tranzystorów o wysokiej mocy. Dla dobra ludzkości potrzebne są oba te typy działalności naukowej.

Ponieważ słowa te pochodzą od odkrywcy prawdopodobnie najbardziej przydatnego urządzenia od czasów wynalezienia koła, politycy i biznesmeni na całym świecie dobrze by zrobili, gdyby się uważnie w nie wsłuchali. Teoria kwantowa przeobraziła świat i kolejne teorie, które wyłonią się z zaawansowanych badań

fizycznych przeprowadzanych współcześnie, niemal na pewno kolejny raz doprowadzą do odmiany naszego życia.

Jak zawsze zaczniemy od samego początku i rozszerzymy nasze badania wszechświata zawierającego jedną cząstkę na taki, w którym znajdują się dwie cząstki. Wyobraź sobie prosty wszechświat z dwoma odseparowanymi od siebie atomami wodoru – dwoma elektronami uwięzionymi na orbitach wokół dwóch protonów, leżących w dużej odległości od siebie. Za kilka stron zaczniemy skracać dystans między tymi dwoma atomami, żeby się przekonać, co się wtedy wydarzy, ale przez jakiś czas będziemy jeszcze zakładać, że są one bardzo od siebie odległe.

Reguła wykluczania Pauliego mówi, że żadne dwa elektrony, jako nierozróżnialne fermiony, nie mogą się znajdować w tym samym stanie kwantowym. Być może kusiłoby cię, by stwierdzić, że skoro atomy znajdują się w bardzo dużej odległości od siebie, to nasze elektrony muszą być w różnych stanach kwantowych, i to byłoby wszystko, co należałoby na ten temat powiedzieć. W rzeczywistości sytuacja jest jednak dużo ciekawsza. Wyobraź sobie, że umieszczamy elektron oznaczony numerem 1 w atomie 1, a elektron numer 2 w atomie 2. Stwierdzenie, że po jakimś czasie „elektron 1 wciąż znajduje się w atomie 1”, nie ma żadnego sensu. Elektron ten może być teraz w atomie 2, ponieważ zawsze istnieje możliwość, że wykonał on kwantowy skok. Pamiętaj, że wszystko, co może się wydarzyć, naprawdę się dzieje, a elektrony mają zupełną swobodę przemieszczania się po Wszechświecie w kolejnych chwilach. Korzystając z języka małych zegarów, możemy powiedzieć, że nawet jeśli zaczęlibyśmy od zegarów opisujących jeden z elektronów znajdujących się wyłącznie w pobliżu jednego z protonów, w kolejnej chwili musielibyśmy wprowadzić do naszego opisu zegary leżące w pobliżu drugiego protonu. Dzięki orgii kwantowych interferencji te znajdujące się w pobliżu drugiego protonu zegary byłyby bardzo małe, ale nigdy nie miałyby wielkości zerowej, co oznacza, że zawsze istnieje pewne prawdopodobieństwo, iż to właśnie tam znajdziemy nasz elektron. Aby lepiej zrozumieć konsekwencje reguły wykluczania, musimy przestać patrzeć na nasze dwa atomy jako odizolowane obiekty, a zamiast tego postrzegać cały układ jako

całość: mamy do czynienia z dwoma elektronami i dwoma protonami, a naszym zadaniem jest zrozumienie tego, jak składający się z nich układ jest zorganizowany. Uprościmy to zadanie, nie uwzględniając oddziaływania elektromagnetycznego, które zachodzi między dwoma elektronami – takie pominięcie ani nie wpływa zasadniczo na naszą argumentację, ani nie zniekształca zbytnio rzeczywistego obrazu układu, ponieważ zakładamy, że protony znajdują się w dużej odległości od siebie.

Co wiemy o dozwolonych poziomach energetycznych elektronów w dwóch atomach? Aby zorientować się mniej więcej, jak mogą one wyglądać, nie musimy wykonywać szczegółowych obliczeń, wystarczy, że skorzystamy z tego, o czym mówiliśmy do tej pory. W wypadku protonów znajdujących się w dużej odległości od siebie (wyobraź sobie, że dzieli je wiele kilometrów) najniższy dozwolony poziom energetyczny dwóch elektronów musi niewątpliwie odpowiadać sytuacji, w której są one związane z protonami, tworząc dwa osobne atomy wodoru. Moglibyśmy się więc pokusić o sformułowanie konkluzji, że najniższy stan energetyczny dla układu dwóch protonów i dwóch elektronów odpowiadałby dwóm atomom wodoru znajdującym się w swoich najniższych stanach energetycznych i całkowicie się nawzajem ignorującym. Chociaż jednak to stwierdzenie brzmi bardzo wiarygodnie, nie jest prawdziwe. Musimy patrzeć na badany układ całościowo, a więc tak jak w przykładzie z pojedynczym atomem wodoru, i ten czterocząstkowy układ musi mieć własne, niepowtarzalne spektrum dozwolonych energii elektronów. A reguła wykluczania Pauliego mówi nam, że dwa elektrony, z których każdy uwiązany jest wokół jednego protonu, nie mogą jednocześnie znajdować się w takim samym stanie energetycznym, żyjąc w słodkiej nieświadomości istnienia w układzie drugiej, identycznej cząstki[34].

Wygląda na to, że jesteśmy zmuszeni stwierdzić, iż dwa identyczne elektrony znajdujące się w dwóch odległych od siebie atomach nie mogą mieć takich samych energii. Równocześnie powiedzieliśmy też, że spodziewamy się, iż każdy z elektronów będzie się znajdować w najniższym stanie energetycznym odpowiadającym idealnemu, doskonale odizolowanemu atomowi wodoru. Oba te stwierdzenia nie

mogą być jednocześnie prawdziwe. Wystarczy chwilę się zastanowić, by zobaczyć, że problem zniknie, jeśli założymy, iż w idealnym i odizolowanym atomie wodoru każdy „stary" poziom energetyczny rozszczepia się na dwa poziomy. W ten sposób oba elektrony zajmą swoje miejsca bez łamania reguły wykluczania. Różnica między dwiema rozważanymi energiami musi być dla odległych od siebie atomów bardzo mała, tak że możemy udawać, iż nie mają one na siebie żadnego wpływu. W rzeczywistości obecność jednego z nich oddziałuje jednak na drugi, a to za sprawą sięgającej we wszystkie zakamarki Wszechświata reguły Pauliego: jeśli jeden z dwóch elektronów znajduje się w jednym stanie energetycznym, to drugi musi być w innym stanie energetycznym. Owo powiązanie między dwoma atomami utrzymuje się niezależnie od tego, w jakiej są one od siebie odległości.

Zależność ta dotyczy nie tylko pojedynczej pary atomów – jeśli rozproszymy po całym Wszechświecie dwadzieścia cztery atomy wodoru, każdemu poziomowi energetycznemu pochodzącemu z wszechświata składającego się z jednego atomu odpowiadać będą teraz dwadzieścia cztery poziomy przyjmujące niemal takie same (ale nie identyczne) wartości energii. Kiedy jakiś elektron w jednym z atomów osiada na pewnym poziomie energetycznym, robi to, mając pełną „wiedzę" o stanach energetycznych pozostałych dwudziestu trzech elektronów, niezależnie od tego, jak daleko od niego się znajdują. Wniosek jest więc taki, że każdy elektron we Wszechświecie zna stan każdego innego elektronu. To rozumowanie nie ogranicza się do elektronów – również protony i neutrony są fermionami, a więc każdy proton zna stan wszystkich innych protonów i każdy neutron zna stany wszystkich innych neutronów. Między cząstkami tworzącymi naszą rzeczywistość istnieją subtelne związki, rozciągające się przez cały Wszechświat. Mają one w pewnym sensie trudny do uchwycenia charakter, gdyż w wypadku bardzo odległych od siebie cząstek różne stany energetyczne są na tyle sobie bliskie pod względem wartości, że nie ma to żadnego wpływu na nasze codzienne życie.

Jest to chyba najdziwniejszy wniosek, do jakiego jak do tej pory doprowadziły rozumowania przedstawione w naszej książce.

Stwierdzenie, że każdy atom we Wszechświecie jest powiązany z każdym innym atomem, może się zdawać swego rodzaju szczeliną, przez którą mogą się sączyć wszelkiego rodzaju holistyczne bzdury. Tak naprawdę nie ma w nim jednak nic, z czym nie spotkalibyśmy się już wcześniej. Przypomnij sobie kwadratową studnię potencjału z rozdziału 6. Szerokość studni determinuje spektrum dozwolonych poziomów energetycznych, a zmiana rozmiaru studni powoduje również zmianę odpowiedniego spektrum. Z tym samym mechanizmem mamy do czynienia i teraz: kształt studni, w której znajdują się elektrony, a więc także ich dopuszczalne poziomy energetyczne, jest zdeterminowany przez położenie protonów. Jeśli mamy do czynienia z dwoma protonami, spektrum energetyczne jest wyznaczone przez położenie obu. Jeśli natomiast protonów tworzących Wszechświat jest powiedzmy 10^{80}, wówczas położenie każdego z nich wpływa na kształt studni, wewnątrz której znajduje się 10^{80} elektronów. Istnieje tylko jeden możliwy zbiór poziomów energetycznych i jeśli następuje jakaś zmiana (na przykład elektron przeskakuje z jednego poziomu energetycznego na drugi), wówczas wszystkie inne cząstki we Wszechświecie muszą się natychmiast dostosować do nowej sytuacji, tak by żadne dwa fermiony nie znajdowały się w tym samym stanie energetycznym.

Koncepcja, że elektrony natychmiast „dowiadują się" nawzajem o swoim stanie, wydaje się łamać teorię względności Einsteina. Być może udałoby się nam skonstruować jakieś urządzenie sygnalizacyjne, które wykorzystywałoby tę natychmiastową komunikację, by przesyłać informacje z prędkością większą niż prędkość światła. Ta pozornie paradoksalna własność teorii kwantowej została zauważona w 1935 roku przez Einsteina i jego współpracowników: Borisa Podolskiego i Nathana Rosena. Einstein nazwał ją „podejrzanym działaniem na odległość" i zdecydowanie nie należał do jej entuzjastów. Minęło sporo czasu, zanim naukowcy zdali sobie sprawę z tego, że pomimo niepokojących cech tych rozciągających się na ogromne przestrzenie zależności, nie da się ich wykorzystać do przesyłania informacji z prędkością większą od prędkości światła. Oznacza to, że zasada przyczynowości pozostaje nienaruszona.

To nonszalanckie rozmnożenie poziomów energetycznych nie jest wymyślonym *ad hoc* wykrętem pozwalającym umknąć ograniczeniom nakładanym przez regułę wykluczania. Tak naprawdę odgrywa ono bardzo istotną rolę, ponieważ związany z nim mechanizm leży u źródła powstawania wiązań chemicznych oraz wyjaśnia, dlaczego pewne ciała przewodzą elektryczność, a inne nie. Bez niego nie potrafilibyśmy wytłumaczyć działania tranzystorów. Żeby rozpocząć naszą drogę ku zrozumieniu funkcjonowania tych ostatnich, wrócimy do uproszczonego „atomu", z którym mieliśmy już do czynienia w rozdziale 6, kiedy uwięziliśmy elektron w studni potencjału. Oczywiście tamten prosty model nie pozwolił na poprawne wyliczenie spektrum energii w atomie wodoru, ale umożliwił zrozumienie zachowania pojedynczego atomu, co przyda się nam również teraz. W naszym rozumowaniu wykorzystamy dwie połączone kwadratowe studnie pełniące funkcję uproszczonego modelu dwóch sąsiadujących ze sobą atomów wodoru. Najpierw rozważymy przykład pojedynczego elektronu poruszającego się w potencjale utworzonym przez dwa protony. Odpowiedni układ jest przedstawiony na górnej części rysunku 8.1. Wartość potencjału pozostaje stała w całym obszarze z wyjątkiem dwóch spadków tworzących dwie studnie – obrazuje to wiążące elektron działanie pary protonów. Wzniesienie pośrodku zapewnia (pod warunkiem że jest wystarczająco wysokie), że elektron utrzymuje się albo po prawej, albo po lewej stronie. Używając żargonu technicznego, powiedzielibyśmy, że elektron porusza się w podwójnej studni potencjału.

Naszym pierwszym zadaniem będzie wykorzystanie tego uproszczonego modelu do zrozumienia, co się dzieje, gdy zbliżamy do siebie dwa atomy wodoru. Zobaczymy, że gdy znajdą się one odpowiednio blisko siebie, połączą się, tworząc cząsteczkę. Następnie rozszerzymy nasze rozważania na większą liczbę atomów, co pozwoli nam przekonać się, jakie zjawiska zachodzą wewnątrz ciał stałych.

Jeśli studnie potencjału są bardzo głębokie, możemy skorzystać z wyników z rozdziału 6, aby określić, jak wyglądają leżące najniżej stany energetyczne. W wypadku pojedynczego elektronu

uwięzionego w zwykłej studni potencjału najniższy poziom energetyczny opisuje fala sinusoidalna o długości równej podwojonej szerokości pudełka. Następny poziom odpowiada fali sinusoidalnej o długości równej szerokości pudełka i tak dalej. Jeśli umieścimy elektron po jednej stronie podwójnej studni, która jest wystarczająco głęboka, wówczas dozwolone stany energetyczne będą zbliżone do tych, jakie może przyjmować elektron uwięziony w pojedynczej studni, a więc i funkcja falowa elektronu będzie wyglądała podobnie do fali sinusoidalnej. Nie będzie jednak identyczna – teraz zajmiemy się właśnie niewielkimi różnicami między doskonale odizolowanym atomem wodoru a atomem wodoru należącym do rozdzielonej przestrzennie pary.

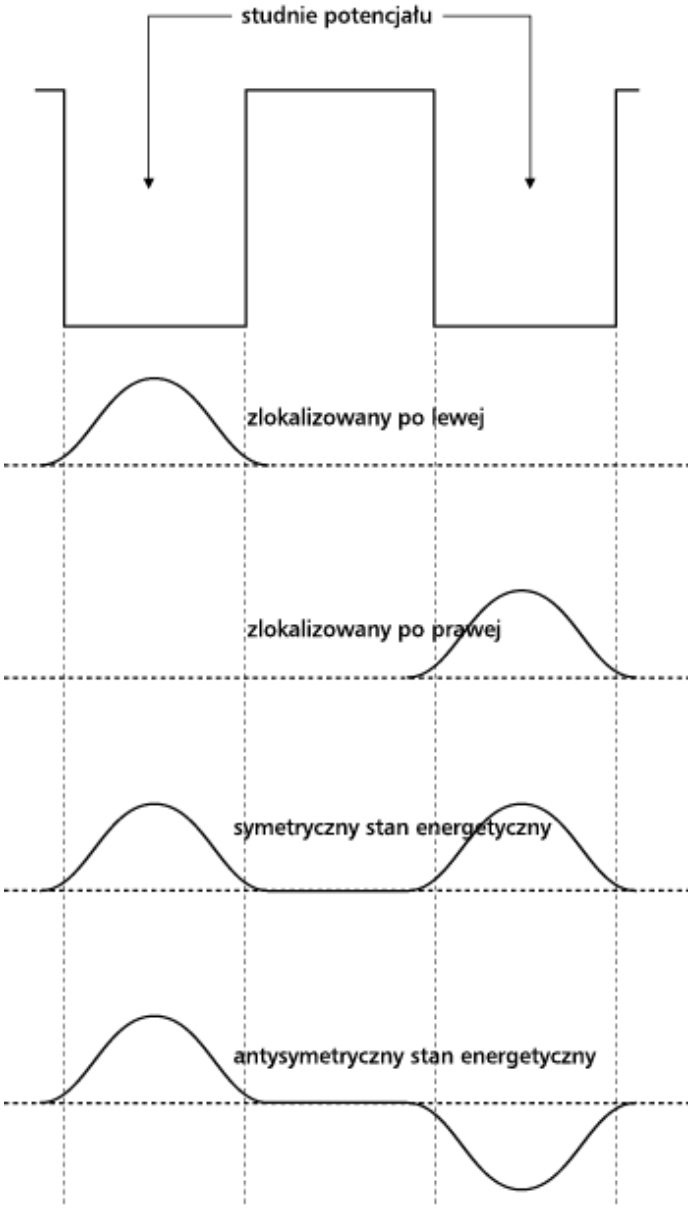
Możemy z dużą pewnością przewidzieć, że dwie górne funkcje falowe pokazane na rysunku 8.1 odpowiadają pojedynczemu elektronowi znajdującemu się albo w lewej, albo w prawej studni (pamiętaj, że używamy słów „atom” i „studnia” zamiennie). Te fale są w przybliżeniu sinusoidalne, a ich długość to podwojona szerokość studni. Ponieważ obie mają identyczny kształt, moglibyśmy stwierdzić, że powinny odpowiadać cząstkom o takich samych energiach. To jednak nie może być prawdą, gdyż – tak jak wyjaśniliśmy już wcześniej – istnieje niewielkie, ale niezerowe prawdopodobieństwo, że niezależnie od tego, jak głębokie i jak bardzo od siebie odległe są studnie, elektron może przeskoczyć z jednej do drugiej. Zasugerowaliśmy to, rysując falę sinusoidalną jako nieco „przeciekającą” przez ściany studni, co obrazuje fakt, że znalezienie w sąsiedniej studni niezerowych zegarów jest zdarzeniem o bardzo małym, ale niezerowym prawdopodobieństwie.

Fakt, że elektron może zawsze przeskoczyć z jednej studni do drugiej z pewnym różnym od zera prawdopodobieństwem, oznacza, iż dwie górne funkcje falowe pokazane na rysunku 8.1 w żadnym wypadku nie mogą odpowiadać elektronom o dobrze określonej energii – z rozdziału 6 wiemy już, iż elektron o konkretnej, dobrze określonej wartości energii opisuje fala stojąca, której kształt pozostaje wraz z biegiem czasu wciąż taki sam, lub zbiór zegarów, których wielkość nigdy się nie zmienia. Jeśli w miarę upływu czasu w początkowo pustej studni pojawią się nowe zegary, to kształt

funkcji falowej z pewnością ulega zmianom. Jak więc wyglądają w wypadku podwójnej studni stany o dobrze określonej energii? Muszą one mieć bardziej demokratyczny charakter, dając elektronowi równe szanse na pojawienie się w każdej ze studni. Tylko w ten sposób może powstać fala stojąca, a funkcja falowa przestaje się przelewać z jednej do drugiej studni.

Dwie funkcje falowe pokazane w dolnej części rysunku 8.1 mają tę własność. Przedstawiają one dwa najniższe stany energetyczne – jedyne możliwe do skonstruowania stany stacjonarne, które po pierwsze w każdej studni z osobna wyglądają jak funkcje falowe „pojedynczej studni", a po drugie opisują elektron mogący się znajdować z równym prawdopodobieństwem w lewej i w prawej studni. Tak naprawdę są to te *dwa* stany energetyczne, których istnienie wywnioskowaliśmy na samym początku, gdy rozważaliśmy dwa elektrony znajdujące się na orbitach wokół dwóch bardzo od siebie odległych protonów, tworzące w sposób zgodny z regułą Pauliego dwa niemal identyczne atomy wodoru. Jeśli jeden z tych elektronów opisuje pierwsza z dwóch funkcji falowych, to drugi musi opisywać druga funkcja – tego właśnie wymaga reguła Pauliego[35]. W wypadku bardzo głębokich studni lub znacznie oddalonych od siebie atomów energie odpowiadające tym stanom będą prawie identyczne i nie będą się też wyraźnie różnić od tej związanej z najniższym stanem energetycznym cząstki zamkniętej w pojedynczej odizolowanej studni. Nie powinniśmy się przejmować tym, że nowe funkcje falowe wyglądają, jakby były częściowo przewrócone „do góry nogami" – przypomnijmy, że kiedy szacujemy prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w jakimś miejscu, liczy się jedynie wielkość zegara. Inaczej mówiąc, moglibyśmy odwrócić wszystkie funkcje falowe, które naszkicowaliśmy w tej książce, nie zmieniając w żadnym stopniu opisywanej przez nie fizyki. Funkcja falowa będąca „częściowo do góry nogami" (określona na rysunku jako antysymetryczny stan energetyczny) nadal opisuje więc złożenie jednakowo prawdopodobnych przypadków, w których elektron jest odpowiednio uwięziony w lewej i w prawej studni. Ważne jest jednak to, że symetryczna i antysymetryczna funkcja falowa nie są *dokładnie* takie same (w przeciwnym wypadku łamałyby regułę

Pauliego). Aby się o tym przekonać, musimy przyjrzeć się zachowaniu tych dwóch reprezentujących najniższe stany energetyczne funkcji falowych w obszarze *pomiędzy* studniami.



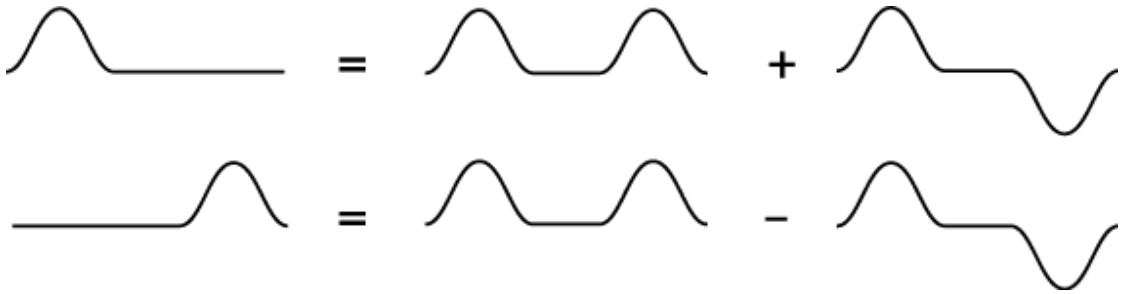
Rysunek 8.1. Podwójna studnia potencjału (na górze) oraz (poniżej) cztery funkcje falowe opisujące elektron znajdujący się w tym potencjale. Tylko dwie ostatnie odpowiadają elektronowi znajdującemu się w stanie o ściśle określonej energii.

Jedna funkcja falowa jest symetryczna względem punktu znajdującego się między dwiema studniami, a druga jest względem niego antysymetryczna (tak też są oznaczone na rysunku). Przez określenie „symetryczna” rozumiemy to, że fala po lewej jest lustrzanym odbiciem fali po prawej, natomiast przez „antysymetryczna” to, że fala po lewej jest lustrzanym odbiciem fali po prawej, ale odwróconej do góry nogami. Terminologia nie jest tu aż tak istotna, chodzi po prostu o to, że te dwie fale różnią się w obszarze pomiędzy studniami. To właśnie ta niewielka różnica powoduje, że opisują one stany o lekko różnych energiach. Okazuje się, że fala symetryczna opisuje stan o nieco niższej energii. Odwrócenie jednej z fal do góry nogami zatem tak naprawdę ma pewne znaczenie, ale – jeśli studnie są wystarczająco głębokie albo odpowiednio daleko od siebie oddalone – jest ono bardzo niewielkie.

Myślenie o rozważanym układzie w języku cząstek mających ściśle określone energie z pewnością może zamieszać nam w głowie, gdyż – jak się właśnie przekonaliśmy – są one opisane przez funkcje falowe o takim samym rozmiarze w każdej studni. To zaś oznacza, że jeśli zaczniemy sprawdzać, gdzie znajduje się elektron, mamy jednakowe szanse na odnalezienie go w każdej z dwóch studni, choćby rozdzielał je cały Wszechświat.

Jak powinniśmy sobie wyobrażać, co się stanie, kiedy faktycznie umieścimy jeden elektron w jednej studni, a drugi w drugiej? Wcześniej powiedzieliśmy, że spodziewamy się, iż w początkowo pustej studni pojawią się zegary odpowiadające temu, że cząstka może przeskoczyć z jednej studni do drugiej. Zasugerowaliśmy też już odpowiedź, kiedy wspomnieliśmy, że funkcja falowa „przelewa się” między studniami. Żeby zrozumieć, jak właściwie się to odbywa, musimy zauważyć, że stan zlokalizowany w okolicy jednego z protonów daje się przedstawić jako suma funkcji falowych odpowiadających dwóm najniższym energiom. Pokazaliśmy to na rysunku 8.2. Co to jednak tak naprawdę znaczy? Jeśli w pewnej chwili elektron znajduje się w jednej, ustalonej studni, nie ma on konkretnej energii. Mówiąc dokładniej, pomiar jego energii da jedną z dwóch możliwych wartości, odpowiadających dwóm stanom o ściśle określonej energii, składających się na początkową funkcję

falową. Elektron znajduje się więc jednocześnie w dwóch różnych stanach energetycznych. Mamy nadzieję, że na tym etapie naszej książki takie stwierdzenie już cię nie zaskakuje.



Rysunek 8.2. U góry: elektron znajdujący się w lewej studni można interpretować jako *sumę* dwóch najniższych stanów energetycznych. Niżej: elektron znajdujący się w prawej studni można interpretować jako *różnicę* dwóch najniższych stanów energetycznych.

Co ciekawe, ponieważ tym dwóm stanom nie odpowiadają identyczne energie, reprezentujące je zegary obracają się z nieco różnymi od siebie prędkościami. Ma to następujące konsekwencje: cząstkę początkowo opisaną przez funkcję falową zlokalizowaną w okolicy jednego protonu będzie po odpowiednio długim czasie opisywała funkcja falowa osiągającą maksimum w pobliżu drugiego protonu. Nie będziemy się zagłębiać w rozważanie szczegółów tego zjawiska, ale warto wspomnieć, że jest ono analogiczne do procesu, w którym dwie fale dźwiękowe o niemal takiej samej częstotliwości dodają się, tworząc w wyniku falę, która początkowo jest głośna (dwie fale składowe są w zgodnej fazie), a po pewnym czasie przycicha (dwie fale są w przeciwnych fazach). Zjawisko to określa się mianem „dudnienia”. W miarę jak częstotliwości fal zbliżają się do siebie, okres upływający między dźwiękami głośnymi a dźwiękami cichymi wydłuża się, aż wreszcie, kiedy częstotliwości całkiem się wyrównają, fale składowe zlewają się w jedną, tworząc czysty ton. Ten efekt jest świetnie znany każdemu muzykowi, który – być może bez świadomości kryjących się za tym praw fizyki fal – korzysta z kamertonu. Tak samo będzie wyglądała sytuacja drugiego elektronu umieszczonego w drugiej studni. Będzie on dążył do

przemieszczenia się ze studni, w której przebywa, do drugiej, w sposób, który jest dokładnym powtórzeniem zachowania pierwszego elektronu. Tak więc choć na początku mamy do czynienia z jednym elektronem znajdującym się w jednej studni i drugim znajdującym się w drugiej, po odpowiednio długim czasie zamienią się one miejscami.

Teraz wykorzystamy to, czego się właśnie dowiedzieliśmy. Najciekawsze rzeczy dzieją się, kiedy zaczynamy zbliżać atomy do siebie. W naszym modelu przemieszczeniu atomów, tak by znalazły się bliżej siebie, odpowiada zmniejszenie szerokości bariery oddzielającej dwie studnie. W miarę jak przegroda staje się coraz węższa, funkcje falowe zaczynają się ze sobą łączyć, a prawdopodobieństwo odnalezienia elektronu w obszarze pomiędzy protonami wzrasta. Rysunek 8.3 pokazuje, jak wyglądają funkcje falowe odpowiadające czterem najniższym energiom w sytuacji, kiedy przegroda między studniami jest wąska. Warto zauważyć, że funkcja falowa związana z najniższą energią zaczyna przypominać funkcję sinusoidalną odpowiadającą najniższej energii pojedynczego elektronu znajdującego się w jednej szerokiej studni – dwa wzniesienia łączą się, tworząc jedno (ale mające niewielkie zagłębienie). Analogicznie funkcja falowa odpowiadająca drugiej z kolei najniższej energii wygląda natomiast jak fala sinusoidalna odpowiadająca drugiej najniższej energii dla pojedynczej szerokiej studni. Powinniśmy się tego spodziewać: w miarę jak przegroda między studniami staje się coraz węższa, jej wpływ na układ maleje, aż wreszcie gdy szerokość bariery osiąga zero, zanika całkowicie, a elektron zaczyna się zachowywać tak jak w wypadku pojedynczej studni.

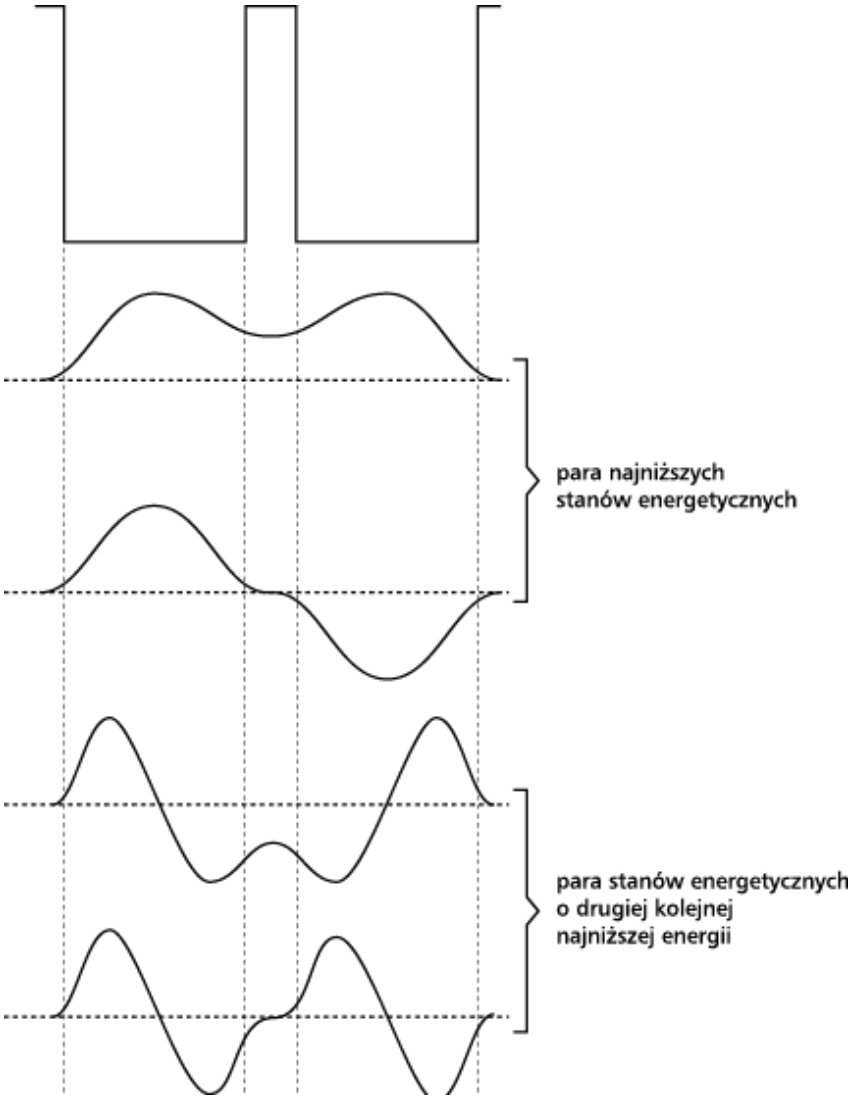
Skoro omówiliśmy już, co dzieje się w skrajnych sytuacjach – na przykładzie dwóch studni bardzo od siebie odległych oraz takich, które znajdują się bardzo blisko siebie – możemy uzupełnić obraz i przyjrzeć się, jak zmieniają się dozwolone energie elektronu, kiedy będziemy zmniejszać odległości między studniami. Cztery najniższe poziomy energetyczne przedstawiliśmy na rysunku 8.4. Każda z czterech linii przedstawia jeden z nich, a odpowiadające im funkcje falowe znajdują się obok. Na prawym skraju rysunku widać funkcje

falowe pojawiające się wtedy, kiedy studnie są od siebie znacznie oddalone (spójrz również na rysunek 8.1). Tak jak się tego spodziewaliśmy, różnica między poziomami energetycznymi elektronów w obu studniach jest wtedy niemal niezauważalna. Kiedy jednak studnie zbliżają się do siebie, poziomy energetyczne zaczynają się rozdzielać (porównaj funkcje falowe znajdujące się po lewej stronie z tymi pokazanymi na rysunku 8.3). Co ciekawe, energia odpowiadająca antysymetrycznej funkcji falowej rośnie, natomiast ta odpowiadająca symetrycznej funkcji falowej maleje.

Ma to bardzo głębokie konsekwencje dla rzeczywistego układu złożonego z dwóch protonów i dwóch elektronów – czyli dwóch atomów wodoru. Pamiętajmy, że w rzeczywistości dwa elektrony mogą zajmować ten sam poziom energetyczny, jeśli tylko mają przeciwne spiny. Oznacza to, że oba mogą znajdować się na najniższym (symetrycznym) poziomie energetycznym, a – co ważne – energia tego poziomu maleje, w miarę jak atomy się do siebie przybliżają. Z punktu widzenia energii jest więc korzystne, aby dwa oddalone atomy zbliżyły się do siebie. I to właśnie dzieje się w przyrodzie[36]: symetryczna funkcja falowa opisuje układ, w którym elektrony dzielą się między dwoma protonami bardziej równomiernie, niż można by się tego było spodziewać, patrząc na funkcję falową „odległych atomów", a ponieważ ta „dzielona" konfiguracja ma mniejszą energię, atomy wzajemnie się przyciągają. To przyciąganie zostaje ostatecznie zatrzymane, gdyż dwa protony mają dodatnie ładunki, a więc odpychają się wzajemnie (dodatkowo występuje też odpychanie spowodowane tym, że i elektrony mają takie same ładunki), ale to odpychanie uzyskuje przewagę nad międzyatomowym przyciąganiem dopiero przy odległościach mniejszych niż około 0,1 nanometra (w temperaturze pokojowej). Efekt jest taki, że dwa znajdujące się w spoczynku atomy wodoru w końcu się połączą. Taką parę złączonych atomów wodoru nazywamy cząsteczką wodoru.

Skłonność dwóch atomów do łączenia się ze sobą powodowana tym, że dzielą się one swoimi elektronami, nazywa się wiązaniem kowalencyjnym. Spójrz jeszcze raz na górną funkcję falową na rysunku 8.3 – mniej więcej tak właśnie wygląda wiązanie

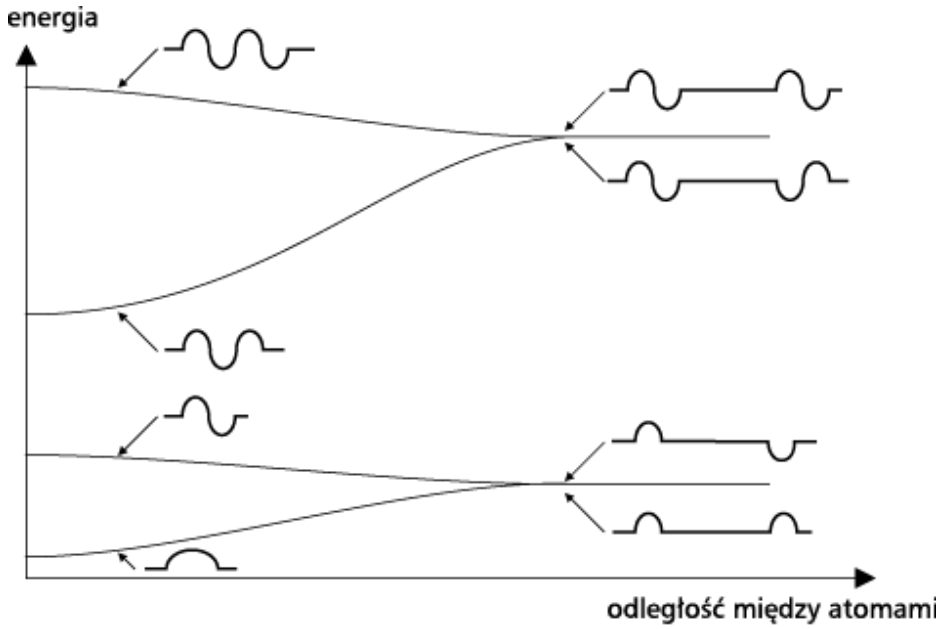
kowalencyjne w cząsteczce wodoru. Pamiętaj, że wysokość fali odpowiada prawdopodobieństwu, iż elektron znajdziemy w danym punkcie[37]. Wzniesienia widać nad każdą studnią, czyli wokół każdego protonu, co mówi nam, że elektron wciąż można z największym prawdopodobieństwem znaleźć w pobliżu jednego z dwóch protonów. Istnieje jednak spora szansa na to, że przez pewien czas elektron będzie przebywał w obszarze pomiędzy protonami. Chemicy mówią o atomach „dzielących się" elektronami w wiązaniu kowalencyjnym i to właśnie możemy zaobserwować nawet w naszym uproszczonym modelu z dwiema kwadratowymi studniami. Sięgając poza omawianą tu cząsteczkę wodoru, wspomnijmy, że ta tendencja atomów do dzielenia się elektronami jest zjawiskiem, do którego już się odwoływaliśmy, kiedy na stronach 145–147 omawialiśmy reakcje chemiczne.



Rysunek 8.3. Przedstawia on to samo co rysunek 8.1, ale tym razem studnie są bliżej siebie. „Przeciek” do obszaru pomiędzy studniami się powiększa. Tym razem (w przeciwieństwie do rysunku 8.1) pokazujemy również funkcje falowe odpowiadające dwóm kolejnym najniższym energiom.

To bardzo satysfakcjonująca konkluzja. Przekonaliśmy się, że w wypadku bardzo odległych od siebie atomów wodoru minimalna różnica między dwoma najniższymi stanami energetycznymi ma znaczenie czysto akademickie, choć prowadzi do wniosku, że każdy atom we Wszechświecie „wie” o stanach, w jakich znajdują się wszystkie inne atomy, co bez wątpienia brzmi fascynująco. Z kolei

różnica wartości energii odpowiadających wspomnianym dwóm najniższym stanom staje się coraz większa, w miarę jak protony się do siebie przybliżają. W końcu niższy z nich zmienia się w stan opisujący cząsteczkę wodoru, co niewątpliwie ma nie tylko znaczenie czysto akademickie – właśnie dzięki wiązaniom kowalencyjnym nie jesteś jedynie skupiskiem atomów przelewającym się chaotycznie w bezkształtnej chmurze.



Rysunek 8.4. Rozkład dozwolonych energii elektronu, gdy zmieniamy odległość między studniami

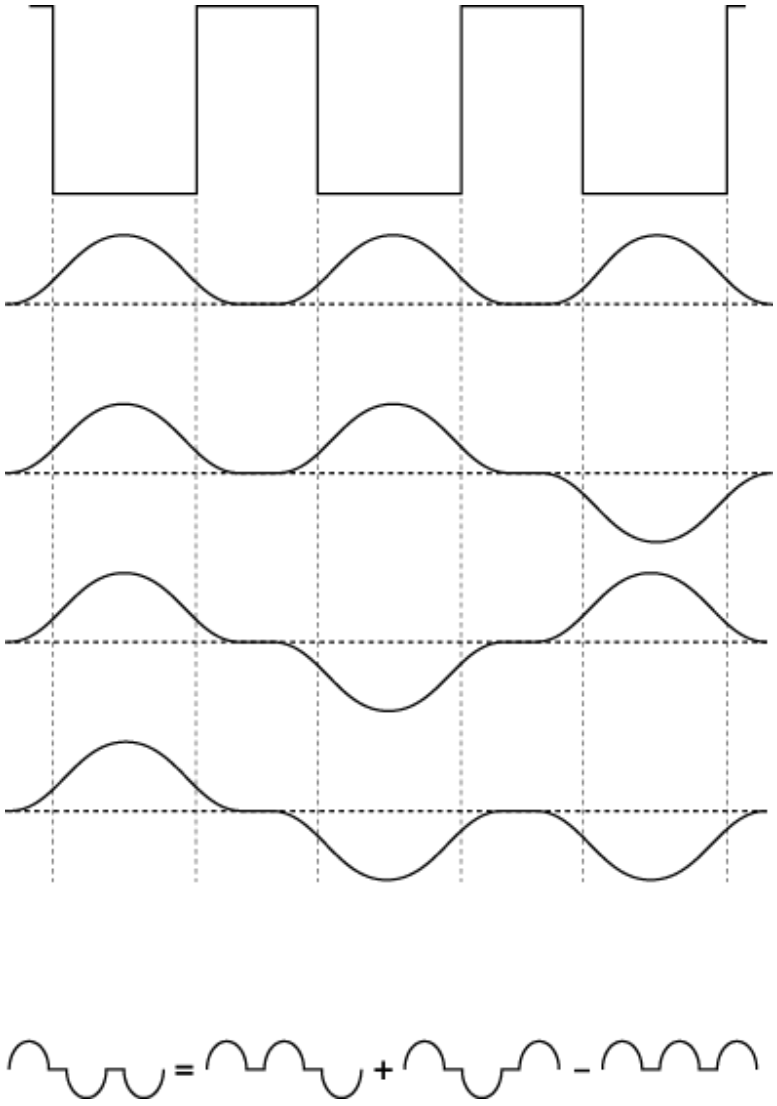
Teraz możemy kontynuować dotychczasowy tok rozumowania i zastanowić się, co nastąpi, gdy zaczniemy rozważać więcej niż dwa atomy. Trzy to niewątpliwie więcej niż dwa, zacznijmy więc właśnie od tej liczby i przyjrzyjmy się potrójnej studni potencjału, którą przedstawia rysunek 8.5. Jak wcześniej, tak i teraz zakładamy, że każda ze studni rozciąga się wokół miejsca, gdzie znajduje się atom. Spodziewamy się wystąpienia trzech podobnych najniższych stanów energetycznych, ale rysunek sugeruje, że być może tym razem mamy do czynienia z czterema poziomami energetycznymi przypadającymi na każdy stan pojedynczej studni. Cztery stany,

o których mowa, również tu przedstawiliśmy. Odpowiadają one funkcjom falowym, które są na różne sposoby symetryczne lub antysymetryczne względem środków dwóch barier potencjału[38]. Narzucająca się liczba stanów nie może być jednak poprawna, gdyż w przeciwnym razie moglibyśmy w rozważanych czterech stanach umieścić cztery identyczne fermiony i w ten sposób złamać regułę Pauliego. Aby reguła wykluczania została zachowana, muszą występować tylko trzy różne stany energetyczne i oczywiście to z taką liczbą stanów mamy faktycznie do czynienia. Żeby się o tym przekonać, wystarczy zauważyć, że każdą z czterech funkcji pokazanych na rysunku możemy zapisać jako kombinację trzech pozostałych. U dołu ilustracji umieściliśmy *explicite* jedną z takich kombinacji, pokazującą, że ostatnią funkcję falową można uzyskać, dodawszy do siebie lub odjąwszy trzy pozostałe.

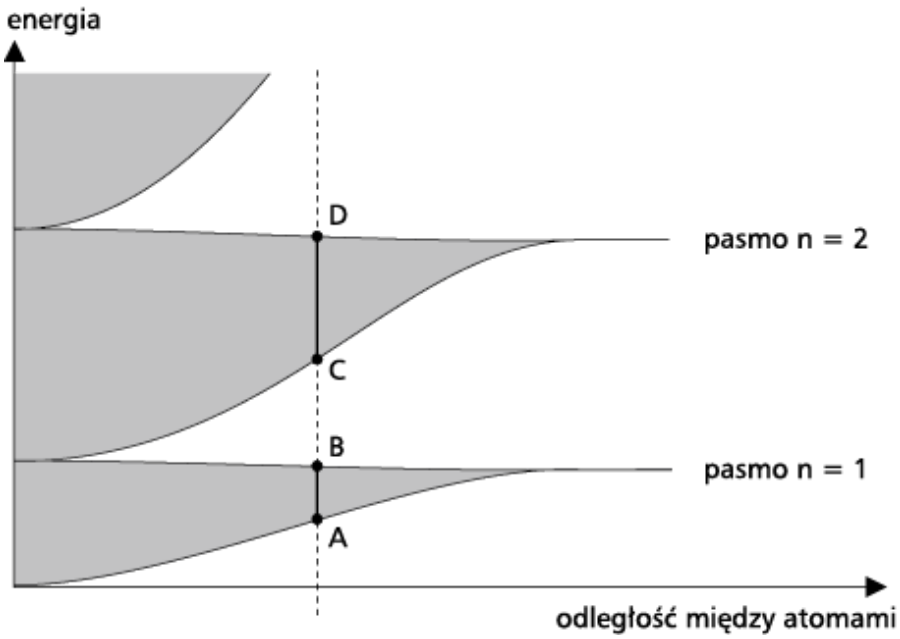
Kiedy już ustaliliśmy, jakie są trzy najniższe stany energetyczne cząstki znajdującej się w potrójnej studni potencjału, możemy zapytać, jak wyglądałby w takim razie rysunek 8.4. Okazuje się, że bardzo podobnie do poprzednich, co nie powinno nikogo zaskoczyć. Jedyną różnicą jest to, że pary dozwolonych stanów energetycznych stają się teraz trypletami dozwolonych stanów.

Nadszedł czas, by pożegnać się z trzema atomami i skupić uwagę na dłuższych łańcuchach atomowych. Zapowiada się to szczególnie interesująco – następny fragment naszych rozważań będzie zawierał koncepcje, które pozwolą wyjaśnić sporo z tego, co się dzieje wewnątrz ciał stałych. Jeśli więc mamy do czynienia z N studni (czyli z modelem łańcucha N atomów), to każdej energii w pojedynczej studni będzie odpowiadało teraz N energii. Jeśli N przyjmuje wartość mniej więcej równą 10^{23}, co stanowi średnią liczbę atomów w niewielkim kawałku materii, to w naszym układzie występuje ogromna ilość rozszczepień. W wyniku tego rysunek 8.4 zacznie teraz przypominać rysunek 8.6. Pionowa przerywana linia pokazuje, że – dla atomów, które dzieli odpowiednia odległość – elektrony mogą przyjmować tylko niektóre stany energetyczne. Nie powinno to być dla ciebie wielką niespodzianką (jeśli jest, być może musisz zacząć czytać tę książkę od początku), ale najbardziej interesujący jest fakt, że dozwolone energie układają się w „pasma”. Energie

z zakresu od A do B są dozwolone, ale te od B do C już nie; następne dozwolone energie to te od C do D, i tak dalej. To, że rozważany łańcuch składa się z wielu atomów, oznacza, iż w każdym paśmie ściśniętych jest mnóstwo dozwolonych energii. Jest ich na tyle dużo, że dla typowego ciała stałego możemy założyć, że dozwolonych energii jest nieskończenie wiele i wypełniają one każde pasmo w sposób ciągły. Ta cecha naszego uproszczonego modelu zostaje zachowana w rzeczywistej materii – elektrony faktycznie mają energie układające się w pasma, i niesie to niezwykle ważne konsekwencje dla własności zbudowanego z danej materii ciała. W szczególności omawiane przez nas pasma pozwalają nam wytłumaczyć, dlaczego niektóre ciała stałe (metale) przewodzą elektryczność, a inne (izolatory) nie.



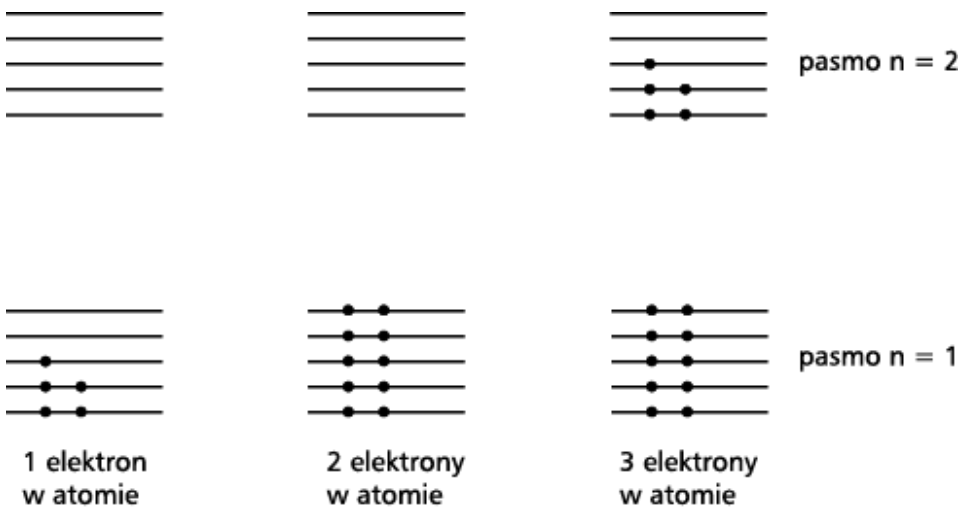
Rysunek 8.5. Potrójna studnia, służąca nam jako model trzech ustawionych obok siebie atomów, oraz możliwe funkcje falowe najniższych stanów energetycznych. U dołu pokazujemy, jak przedstawić ostatnią funkcję jako kombinację trzech pozostałych.



Rysunek 8.6. Pasma energetyczne w kawałku materii stałej i ich zmiany wraz ze wzrostem odległości między atomami

W jaki sposób? Zacznijmy od rozważenia ciągu atomów (jak zwykle reprezentowanego przez ciąg studni potencjału), ale tym razem załóżmy, że z każdym atomem jest związanych kilka elektronów. Jest to oczywiście zupełnie normalna sytuacja (tylko wodór składa się z pojedynczego elektronu związanego z pojedynczym protonem), przechodzimy zatem od przyglądania się łańcuchowi atomów wodoru do ciekawszego łańcucha cięższych atomów. Musimy też pamiętać, że istnieją dwa rodzaje elektronów: ze spinem skierowanym do góry i w dół, oraz że zgodnie z regułą Pauliego na żadnym dozwolonym poziomie energetycznym nie możemy umieścić więcej niż dwa elektrony. Wynika z tego, że w wypadku ciągu atomów, z których każdy ma tylko jeden elektron (czyli atomów wodoru), pasmo energetyczne *n = 1* jest wypełnione w połowie. Pokazuje to rysunek 8.7, na którym umieściliśmy poziomy energetyczne dla łańcucha pięciu atomów. Rysunek mówi nam, że każde pasmo zawiera pięć różnych dozwolonych energii. Na tych pięciu stanach energetycznych możemy umieścić maksymalnie dziesięć elektronów, ale ponieważ mamy tu do czynienia jedynie z pięcioma, to najniższa konfiguracja

energetyczna rozważanego łańcucha atomów zawiera pięć elektronów zajmujących dolną połowę pasma energetycznego *n = 1*. Gdybyśmy badali ciąg składający się ze stu atomów, wówczas pasmo *n = 1* mogłoby zawierać do dwustu elektronów, ale dla wodoru dysponowalibyśmy jedynie stoma elektronami, a więc znów pasmo *n = 1* byłoby zapełnione tylko w połowie, gdy rozważany ciąg atomów znajdowałby się w najniższej konfiguracji energetycznej. Rysunek 8.7 pokazuje też, co dzieje się, gdy mamy do czynienia z dwoma (hel) oraz trzema (lit) elektronami przypadającymi na każdy atom. Dla helu najniższa konfiguracja energetyczna odpowiada całkowicie zapełnionemu pasmu *n = 1*, dla litu zaś pasmo *n = 1* jest zapełnione całkowicie, a pasmo *n =2* tylko w połowie. Staje się jasne, że taki schemat zapełniania pasm w całości lub w połowie powtarza się dalej: atomy z parzystą liczbą elektronów zawsze prowadzą do pasm wypełnionych w całości, a te z liczbą nieparzystą – do pasm wypełnionych w połowie. Właśnie to, czy pasmo jest zapełnione, czy też nie, decyduje – jak się wkrótce przekonany – czy dany materiał jest przewodnikiem, czy izolatorem.



Rysunek 8.7. Rozkład elektronów na najniższych stanach energetycznych w łańcuchu pięciu atomów, w wypadkach kiedy każdy atom zawiera kolejno jeden, dwa lub trzy elektrony. Czarne kropki oznaczają elektrony.

Wyobraźmy sobie teraz, że przyłączamy końce naszego łańcucha atomów do baterii. Z doświadczenia wiemy, że kiedy atomy tworzą metal, przez łańcuch popłynie prąd. Ale co to właściwie znaczy i jaki ma związek z naszym dotychczasowym rozumowaniem? Na szczęście wcale nie musimy rozumieć dokładnego mechanizmu działania baterii na atomy w przewodzie. Wystarczy, że wiemy, iż dołączenie baterii zapewnia układowi źródło energii, która może popchnąć pewne elektrony, oraz że odpowiednie pchnięcia są zawsze skierowane w tę samą stronę. Można zapytać, w jaki sposób bateria wywołuje ten efekt. Odpowiedź: „wytwarza ona w przewodzie pole elektryczne, które z kolei popycha elektrony" nie jest do końca satysfakcjonująca, ale na potrzeby tej książki będzie musiała nam wystarczyć. Oczywiście moglibyśmy odwołać się do praw elektrodynamiki kwantowej i szukać lepszego wyjaśnienia, badając oddziaływania elektronów z protonami, ale do bieżącego toku rozumowania nic by to nie wniosło. Mając więc na uwadze spójność naszego wywodu, powstrzymamy się od takiej analizy.

Wyobraź sobie elektron umieszczony w jednym ze stanów o dokładnie określonej energii. Zaczniemy od założenia, że działanie baterii skutkuje jedynie bardzo delikatnymi pchnięciami elektronu. Jeśli elektron znajduje się w niskim stanie energetycznym, a na drabinie energetycznej powyżej niego leży wiele innych elektronów (używamy tych sformułowań, mając na uwadze rysunek 8.7), to nie będzie on mógł przyjąć energetycznego pchnięcia od baterii. Jest zablokowany, ponieważ wyższe stany energetyczne są już zajęte. Jeśli nawet bateria potrafiłaby spowodować pchnięcie skutkujące przesunięciem elektronu do stanu energetycznego wyższego o kilka szczebli, ale wszystkie dozwolone szczebelki są już zajęte, to elektron i tak nie może zaabsorbować energii po prostu dlatego, że nie ma się dokąd przesunąć. Pamiętaj, że reguła wykluczania sprawia, iż nie może on dołączyć do innych elektronów, jeśli wszystkie możliwe miejsca są już zajęte. Będzie zmuszony zachowywać się tak, jakby bateria w ogóle nie została podłączona. Sprawa wygląda inaczej w wypadku elektronów o najwyższych energiach. Znajdują się one blisko szczytu drabiny i teoretycznie mogą zaabsorbować od baterii malutkie doładowanie energetyczne

i przemieścić się wyżej – ale tylko wtedy, gdy nie leżą na samym szczycie już zapełnionego pasma. Patrząc na rysunek 8.7, łatwo się przekonać, że elektrony o najwyższych energiach będą mogły przyjąć energię z baterii, jeśli atomy w łańcuchu zawierają nieparzyste liczby elektronów. Gdy natomiast każdy z atomów zawiera parzystą liczbę elektronów, to te znajdujące się na samej górze nie mają dokąd przeskoczyć – znajdującą się nad nimi dużą przerwę w drabinie dozwolonych energii mogłyby pokonać jedynie przy odpowiednio silnym pchnięciu.

Wynika z tego, że jeśli atomy w pewnym ciele stałym zawierają parzystą liczbę elektronów, to elektrony te będą się zachowywać tak, jakby bateria nigdy nie została podłączona. Prąd nie może popłynąć, ponieważ elektrony nie są w stanie zaabsorbować dodatkowej energii. Tak właśnie wygląda opis funkcjonowania izolatorów. W takiej sytuacji jedyna pozostała możliwość polega na tym, by przerwa między szczytem najwyższego zapełnionego pasma a początkiem następnego pustego pasma była wystarczająco mała – do omówienia tego przypadku jeszcze wrócimy. Jeśli natomiast atomy zawierają nieparzystą liczbę elektronów, to znajdujące się najwyżej elektrony zawsze mogą zaabsorbować z baterii dodatkową energię. W wyniku tego przeskakują one na wyższy poziom energetyczny, a ponieważ ruch powodowany przyrostem energii odbywa się zawsze w tym samym kierunku, w efekcie tych przemieszczeń powstaje przepływ mobilnych elektronów, co obserwujemy jako prąd elektryczny. Bardzo prosta konkluzja, jaka może się więc nam nasuwać, mówi, że jeśli ciało stałe jest zbudowane z atomów zawierających nieparzystą liczbę elektronów, to będzie ono przewodziło elektryczność.

Na szczęście prawdziwy świat nie jest aż tak prosty. Diament, kryształ zbudowany jedynie z atomów węgla, które mają sześć elektronów, jest izolatorem. Natomiast grafit – również składający się wyłącznie z węgla – jest przewodnikiem. Tak naprawdę zasada dotycząca parzystości i nieparzystości elektronów bardzo rzadko sprawdza się w praktyce, a to dlatego, że nasz model ciała stałego oparty na „ciągu studni” jest zdecydowanie zbyt uproszczony. Prawdą pozostaje jedynie fakt, że dobre przewodniki elektryczności

charakteryzuje to, iż elektrony o najwyższych energiach mają w nich wolne miejsca, pozwalające im wskoczyć na wyższy poziom energetyczny, natomiast elektrony w izolatorach nie mogą przeskoczyć na wyższy poziom z powodu zbyt dużych przerw w drabinie dopuszczalnych energii.

Czeka nas teraz kolejny zwrot akcji – pomoże on wyjaśnić problem, którym zajmiemy się w następnym rozdziale, a mianowicie to, w jaki sposób prąd płynie w półprzewodnikach. Wyobraźmy sobie elektron w doskonałym krysztale mający zupełną swobodę poruszania się w ramach pewnego pustego pasma energetycznego. Wybraliśmy kryształ, gdyż chcemy zasugerować, że wiązania chemiczne (być może kowalencyjne) zadziałały w ten sposób, iż ułożyły atomy w regularny wzór. Nasz jednowymiarowy model ciała stałego odpowiada strukturze kryształu, pod warunkiem że wszystkie studnie mają taką samą wielkość i są jednakowo od siebie odległe. Kiedy do rozważanego układu przyłączymy baterię, elektron będzie radośnie przeskakiwał na kolejne, coraz wyższe poziomy, w miarę jak powstałe pole elektryczne będzie go łagodnie popychać. W rezultacie prąd elektryczny będzie stawał się coraz silniejszy, gdyż elektrony będą przyjmować więcej energii i coraz szybciej się poruszać. Dla każdego, kto ma choćby podstawową wiedzę o działaniu elektryczności, to ostatnie stwierdzenie będzie brzmiało dziwnie, ponieważ stoi w sprzeczności z prawem Ohma, które mówi, że natężenie prądu (I) jest jednoznacznie określone przez przyłożone napięcie (U), zgodnie ze wzorem: $U = I \times R$, gdzie R oznacza opór przewodu. Prawo Ohma bierze się z tego, że kiedy elektrony przeskakują w górę na drabinie energetycznej, mogą też tracić energię i opadać na sam jej dół. Dzieje się tak tylko wtedy, gdy siatka atomowa nie jest doskonała, gdyż albo znajdują się w niej zanieczyszczenia (czyli pojedyncze atomy różniące się od wszystkich innych), albo atomy energicznie podrygują, co zdarza się zawsze przy niezerowej temperaturze. W rezultacie elektrony spędzają większość czasu, grając w mikroskopową wersję gry w węże i drabiny: wspinają się po drabinie energetycznej, by po chwili znów spaść na skutek oddziaływań z niedoskonałą siatką atomową. W wyniku tego pojawia się „typowa” energia elektronu, co z kolei

prowadzi do powstania „stałego” prądu. Typowa energia elektronu determinuje średnią prędkość, z jaką elektrony przesuwają się wzdłuż przewodu, i to właśnie rozumiemy przez prąd elektryczny. Opór przewodu należy traktować jako wielkość opisującą niedoskonałości siatki atomowej, po której poruszają się elektrony.

Nie to jednak jest wspomnianym wcześniej zwrotem akcji. Nawet bez prawa Ohma prąd wcale nie rośnie w sposób ciągły. Kiedy elektrony osiągają szczyt pasma, zaczynają zachowywać się bardzo dziwnie, sumaryczny efekt tego zachowania zaś powoduje, że prąd maleje, a ostatecznie nawet zmienia kierunek. To rzeczywiście niezwykłe: choć pole elektryczne pcha elektrony w jednym kierunku, kiedy te znajdą się blisko szczytu pasma, zaczynają się przemieszczać w kierunku przeciwnym. Wyjaśnienie tego zjawiska wykracza poza zakres naszej książki. Wspomnimy jedynie, iż kluczowe znaczenie mają tu dodatnio naładowane jądra atomowe i to właśnie one popychają elektrony, tak że te zmieniają kierunek ruchu.

A teraz, tak jak zapowiadaliśmy wcześniej, zastanowimy się, co się dzieje, kiedy potencjalny izolator zachowuje się jak przewodnik, ponieważ przerwa między ostatnim zapełnionym pasmem a kolejnym, pustym jest „wystarczająco mała”. Dotarliśmy do miejsca, w którym warto wprowadzić kilka nowych nazw. Ostatnie (czyli najwyższe) pasmo energii, które jest w całości zapełnione, nazywa się „pasmem walencyjnym”, a następne (w naszych przykładach puste albo zajęte tylko w połowie) „pasmem przewodnictwa”. Jeśli pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa nakładają się na siebie (a jest to możliwe), wtedy przerwy nie ma w ogóle i potencjalny izolator zachowuje się jak przewodnik. A co, jeśli przerwa istnieje, ale jest „wystarczająco mała”? Mówiliśmy już, że elektron może pobierać energię z baterii, należy więc przypuszczać, że jeśli bateria ma dużą moc, to będzie potrafiła spowodować wystarczająco duże pchnięcie, by elektron przeskoczył z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Taka sytuacja jest możliwa, ale nas raczej nie interesuje, gdyż zwykłe baterie nie są w stanie wywołać podobnego efektu. Pole elektryczne w ciele stałym zazwyczaj przyjmuje wartości rzędu kilku woltów na metr, a do tego,

by wywołać skok elektronu o energię równą mniej więcej jednemu elektronowoltowi[39], który umożliwiłby cząstce przejście z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, potrzebne są pola rzędu kilku woltów na jeden nanometr (czyli miliard razy silniejsze). O wiele ciekawsze z naszego punktu widzenia jest pchnięcie, które elektron może odebrać od tworzących ciało stałe atomów. Nie tkwią one nieruchomo w ustalonym miejscu, ale cały czas lekko podskakują – im wyższa temperatura materii, tym energiczniej. Taki podrygujący atom może dostarczyć elektronowi dużo więcej energii od zwykłej baterii; wystarczająco dużo, by ten wykonał skok o kilka elektronowoltów. W temperaturze pokojowej taki przekaz energii do elektronu zdarza się bardzo rzadko, ponieważ przy 20°C wartości typowych energii termicznych sięgają około 1/40 elektronowolta. Przytoczone liczby są jednak tylko średnimi wartościami, a ponieważ w ciele stałym znajduje się ogromna liczba atomów, opisywane zdarzenia niekiedy faktycznie zachodzą. Kiedy tak się dzieje, elektrony mogą przeskoczyć z przypominającego więzienie pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, gdzie mogą już swobodnie absorbować niewielkie ilości energii z baterii i w ten sposób wywoływać przepływ prądu.

Materiały, w których w temperaturze pokojowej odpowiednia liczba elektronów może w ten sposób przemieścić się z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, mają specjalną nazwę: określamy je jako półprzewodniki. Mogą one przewodzić prąd elektryczny w temperaturze pokojowej, ale kiedy stygną i ich atomy podrygują słabiej, ta zdolność zanika i znów stają się izolatorami. Klasycznymi przykładami półprzewodników są krzem i german. Dzięki ich podwójnej naturze można je bardzo skutecznie wykorzystywać. Tak naprawdę w zdaniu, że zastosowanie półprzewodników w technologii zrewolucjonizowało świat, nie ma ani odrobiny przesady.

33 Jest to fragment z jego przemówienia noblowskiego z 1956 roku.

34 Na potrzeby tego rozumowania pomijamy spin elektronów. To, co powiedzieliśmy do tej pory, jest poprawne, jeśli założymy, że odnosi się do dwóch elektronów o takim samym spinie.

35 Pamiętaj, że mamy na myśli dwa identyczne elektrony, czyli elektrony o takim samym spinie.

36 Pod warunkiem że protony nie poruszają się względem siebie zbyt szybko.

37 Jest to prawdą dla fal stojących, w których wypadku wielkość zegara i rzut fali na kierunek wskazujący godzinę dwunastą są do siebie proporcjonalne.

38 Może ci się zdawać, że są jeszcze cztery inne funkcje falowe, odpowiadające odwróceniom funkcji pokazanych na rysunku, ale – jak już wyjaśnialiśmy – byłyby one równoważne tym widniejącym na ilustracji.

39 Elektronowolt jest bardzo przydatną jednostką energii, gdy rozważamy elektrony w atomach. Stosuje się go powszechnie w fizyce cząstek i fizyce jądrowej. Oznacza energię, jaką uzyskałby elektron przesunięty przez różnicę potencjałów równą 1 woltowi. Ścisła definicja nie jest zresztą najważniejsza, istotne jest to, że chodzi o wygodny sposób określania ilości energii. Aby ułatwić zrozumienie, o jakiego rzędu wielkości mowa, zauważmy, że aby zupełnie uwolnić elektron ze stanu podstawowego w atomie wodoru, potrzebna jest energia 13,6 elektronowolta.

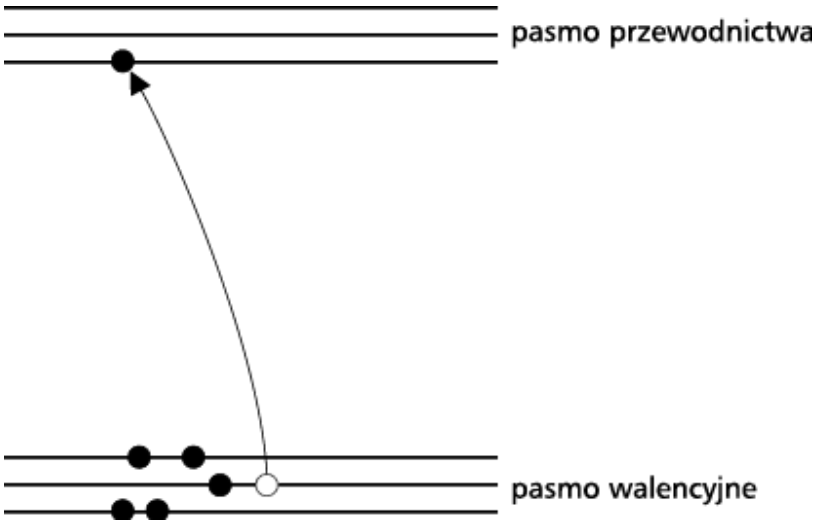
9

Nowoczesny świat

Pierwszy tranzystor w historii zbudowano w 1947 roku. Obecnie każdego roku produkuje się ich na świecie ponad 10 000 000 000 000 000 000, czyli ponad sto razy więcej niż ilość ziaren ryżu konsumowanych w tym samym czasie przez siedem miliardów mieszkańców Ziemi. Pierwszy komputer oparty na tranzystorach zawierał ich 92 i został skonstruowany w Manchesterze w 1953 roku. Dziś ziarnko ryżu kosztuje więcej niż sto tysięcy tranzystorów, a twój telefon zawiera ich około miliarda. W tym rozdziale opiszemy działanie tranzystora, niewątpliwie najważniejszego przykładu zastosowania teorii kwantowej.

Jak przekonaliśmy się w poprzednim rozdziale, przewodnik przewodzi prąd, gdyż niektóre z zawartych w nim elektronów znajdują się w paśmie walencyjnym. Elektrony te są stosunkowo mobilne i mogą „popłynąć w dół" przewodu, gdy podłączymy do niego baterię. Analogia do płynącej wody jest jak najbardziej poprawna: bateria powoduje, że w przewodzie zaczyna płynąć prąd. Aby opisać tę sytuację, możemy nawet użyć pojęcia „potencjału": bateria tworzy potencjał, w którym poruszają się elektrony z pasma przewodnictwa, a potencjał ten jest w pewnym sensie „skierowany w dół". Elektron z pasma przewodnictwa w danym materiale „stacza się" więc w dół potencjału powstającego na skutek działania baterii, zyskując po drodze energię. To inny sposób myślenia o drobnych pchnięciach, które wspomnieliśmy w poprzednim rozdziale – zamiast mówić o baterii wywołującej delikatne pchnięcia przyspieszające poruszający się w przewodzie elektron, przywołujemy tym razem klasyczną analogię do wody płynącej w dół zbocza. Taki intuicyjny

obraz sposobu, w jaki elektrony przewodzą elektryczność, okazuje się bardzo przydatny i będziemy się nim posługiwać w całym tym rozdziale.



Rysunek 9.1. Para elektron–dziura w półprzewodniku

W materiale półprzewodzącym, takim jak krzem, dzieje się coś bardzo interesującego, gdyż płynący w nim prąd jest przenoszony nie tylko przez elektrony z pasma przewodnictwa. Pewną rolę odgrywają też elektrony z pasma walencyjnego. Aby się o tym przekonać, popatrzmy na rysunek 9.1. Strzałka przedstawia elektron, początkowo siedzący bez ruchu w paśmie walencyjnym, który przyjmuje pewną porcję energii i zostaje przeniesiony do pasma przewodnictwa. Tak podniesiony elektron staje się niewątpliwie bardziej mobilny, ale przy okazji pojawia się jeszcze coś innego zdolnego do poruszania się – dziura w paśmie walencyjnym. Dziura ta umożliwia innym, początkowo również nieruchomym elektronom z pasma walencyjnego drobne przesunięcia. Jak zobaczyliśmy wcześniej, podłączenie baterii do podobnego półprzewodnika spowoduje, że elektron z pasma przewodnictwa zyska energię, indukując tym samym przepływ prądu. Co stanie się wtedy z naszą dziurą? Pole elektryczne wytworzone przez baterię może spowodować, że elektron z jakiegoś niższego stanu energetycznego

w paśmie walencyjnym przeskoczy na stworzone przez dziurę miejsce. Dziura zostanie tym samym wypełniona, ale powstanie nowa, leżąca „głębiej” w paśmie walencyjnym. Gdy elektrony z pasma walencyjnego przeskakują kolejno na wolne miejsca, dziura zaczyna się poruszać.

Zamiast starać się śledzić uważnie ruchy wszystkich elektronów w niemal pełnym paśmie walencyjnym, możemy zdecydować się raczej na przyglądanie się położeniu dziury i pozwolić sobie na zapomnienie o elektronach. Ten wygodny sposób opisu stanu rozważanego układu jest standardowo stosowany przez specjalistów od fizyki półprzewodników i nam też ułatwi życie.

Przyłożone pole elektryczne powoduje, że elektrony z pasma przewodnictwa zaczynają płynąć, tworząc prąd. Chcielibyśmy zrozumieć, jak wpływa to na dziury w paśmie walencyjnym. Wiemy, że elektrony z pasma walencyjnego nie mają swobody ruchu, gdyż są niemal całkowicie związane regułą wykluczania Pauliego. Pod wpływem pola elektrycznego jednak i one zaczną się nieco przesuwać, a wraz z nimi i dziura. Początkowo wydaje się to sprzeczne z intuicją, ale jeśli masz trudności ze zrozumieniem, że jeśli elektrony w paśmie walencyjnym przesuwają się w lewo, to również i dziura przesunie się w lewo, może ci pomóc następująca analogia: wyobraź sobie długi rząd ludzi stojących w odległości mniej więcej metra od siebie, nie licząc jednego miejsca, w którym brakuje pojedynczej osoby. Ludzie odpowiadają w tym przykładzie elektronom, a brakująca osoba dziurze. Wyobraź sobie teraz, że wszyscy przesuwają się o metr do przodu, tak że każdy stanie w miejscu zajmowanym chwilę wcześniej przez osobę stojącą przed nim. W oczywisty sposób dziura też przesunie się o metr do przodu i tak samo dzieje się po przyłożeniu pola elektrycznego do półprzewodnika. Tę samą sytuację można też opisać, wyobrażając sobie wodę płynącą w dół jakąś rurą – mały pęcherzyk powietrza będzie się poruszał w tym samym kierunku co woda, a kiedy pomyślimy o nim jako o „brakującej wodzie”, znów uzyskujemy odpowiednik dziury w paśmie walencyjnym.

Tak jakby tego było jeszcze mało, pojawia się dodatkowa komplikacja: musimy przywołać fakt fizyczny, o którym

wspomnieliśmy pod koniec poprzedniego rozdziału, nazywając go „zwrotem akcji”. Przypomnijmy: powiedzieliśmy wtedy, że elektrony poruszające się w górnej części wypełnionego pasma walencyjnego są przyspieszane przez pole elektryczne w kierunku *przeciwnym* do kierunku przyspieszania elektronów w dolnej części tego pasma. Oznacza to, że dziury, które występują na górze pasma walencyjnego, poruszają się w przeciwnym kierunku do elektronów, które znajdują się na dole pasma.

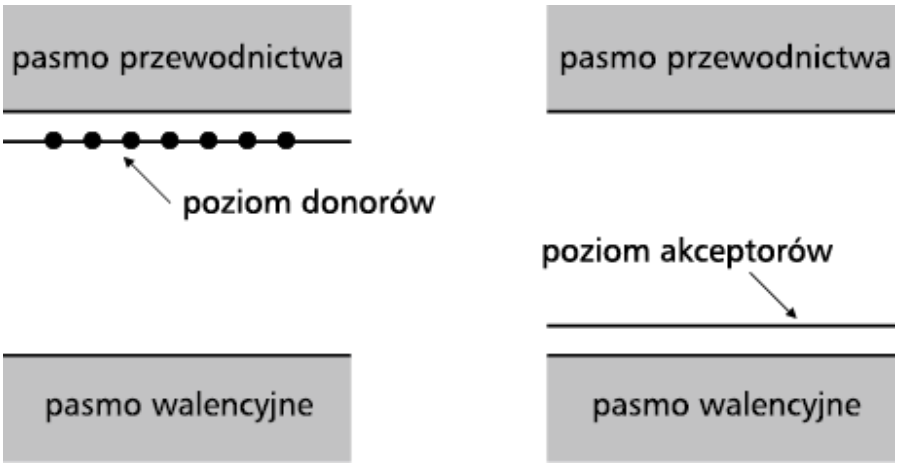
Ostatecznie liczy się to, że możemy sobie wyobrazić przepływ elektronów w jednym kierunku i odpowiadający mu przepływ dziur w przeciwnym kierunku. O dziurze należy myśleć jako o obiekcie niosącym ładunek elektryczny dokładnie przeciwny do ładunku elektronu. Aby się o tym przekonać, przypomnij sobie, że materiał, przez który płyną nasze dziury i elektrony, jest, zasadniczo rzecz biorąc, obojętny elektrycznie. W typowym obszarze sumaryczny ładunek wynosi zero, gdyż ujemny ładunek elektronów znosi się z dodatnim ładunkiem ulokowanym w jądrach atomów. Jeśli jednak wytworzymy parę elektron–dziura, odpowiednio pobudzając elektron do opuszczenia pasma walencyjnego i przeskoczenia do pasma przewodnictwa (tak jak to omawialiśmy wcześniej), to gdzieś w materiale będzie się poruszać swobodny elektron, a z nim i dodatkowy ujemny ładunek, zaburzający typową równowagę ładunków w odpowiadającym mu obszarze. Podobnie dziura, jako miejsce, w którym brakuje elektronu, spowoduje, że w odpowiadającym jej obszarze wystąpi nadwyżka ładunku dodatniego. Prąd elektryczny definiuje się jako tempo przepływu ładunków dodatnich[40], a więc elektrony mają ujemny wkład do prądu, dziury natomiast dodatni, oczywiście pod warunkiem że płyną w tym samym kierunku. Jeśli zaś dzieje się tak jak w wypadku naszego półprzewodnika, czyli elektrony i dziury płyną w przeciwnych kierunkach, to ich wkłady do prądu dodają się, tworząc łącznie większy sumaryczny przepływ ładunku, a zatem i silniejszy prąd.

O ile nasze rozważania są dość subtelne, o tyle ostateczny wynik ma bardzo prosty charakter: wyobrażamy sobie prąd elektryczny w półprzewodniku jako sposób przedstawienia przepływu ładunków,

który powstaje na skutek poruszania się elektronów z pasma przewodnictwa w jednym kierunku, a dziur w paśmie walencyjnym w przeciwnym kierunku. Warto zastanowić się nad różnicą między działaniem elektryczności w półprzewodniku a przepływem prądu przez przewodnik – w tej drugiej sytuacji prąd to zasadniczo wyłącznie efekt przepływu dużej liczby elektronów z pasma przewodnictwa, a dodatkowy wkład wynikający z produkcji par elektron–dziura jest pomijalny.

Aby zrozumieć użyteczność materiałów półprzewodzących, trzeba docenić fakt, że prąd płynący przez półprzewodnik nie przypomina chaotycznego strumienia elektronów sunących przez przewód, z którym mamy do czynienia w przewodnikach. Jest to raczej dużo subtelniejsza kombinacja prądów wynikających z ruchu elektronów i dziur, którą, przy zastosowaniu pewnych inteligentnych sztuczek technicznych, możemy wykorzystać do produkcji miniaturowych urządzeń potrafiących doskonale kontrolować przepływ prądu przez budowany obwód.

To, o czym teraz opowiemy, to autentycznie inspirujący przykład połączenia fizyki stosowanej i inżynierii. Idea polega na celowym zanieczyszczeniu kawałka czystego krzemu czy germanu, tak by spowodowało to powstanie nowych poziomów energetycznych dostępnych dla elektronów. Te nowe poziomy pozwolą nam kontrolować przepływ elektronów i dziur przez półprzewodnik tak samo, jak moglibyśmy kontrolować przy użyciu zaworów przepływ wody przez jakiś układ rur. Oczywiście każdy potrafi kontrolować przepływ prądu przez przewód – wystarczy w tym celu wyciągnąć wtyczkę z kontaktu. Nie chodzi nam tu jednak o coś takiego. Mamy raczej na myśli konstrukcję miniaturowych przełączników, które umożliwiłyby nam dynamiczne kontrolowanie prądu w obwodzie. Miniaturowe przełączniki to podstawowe składniki bramek logicznych, a bramki logiczne stanowią podstawowe składniki mikroprocesorów.



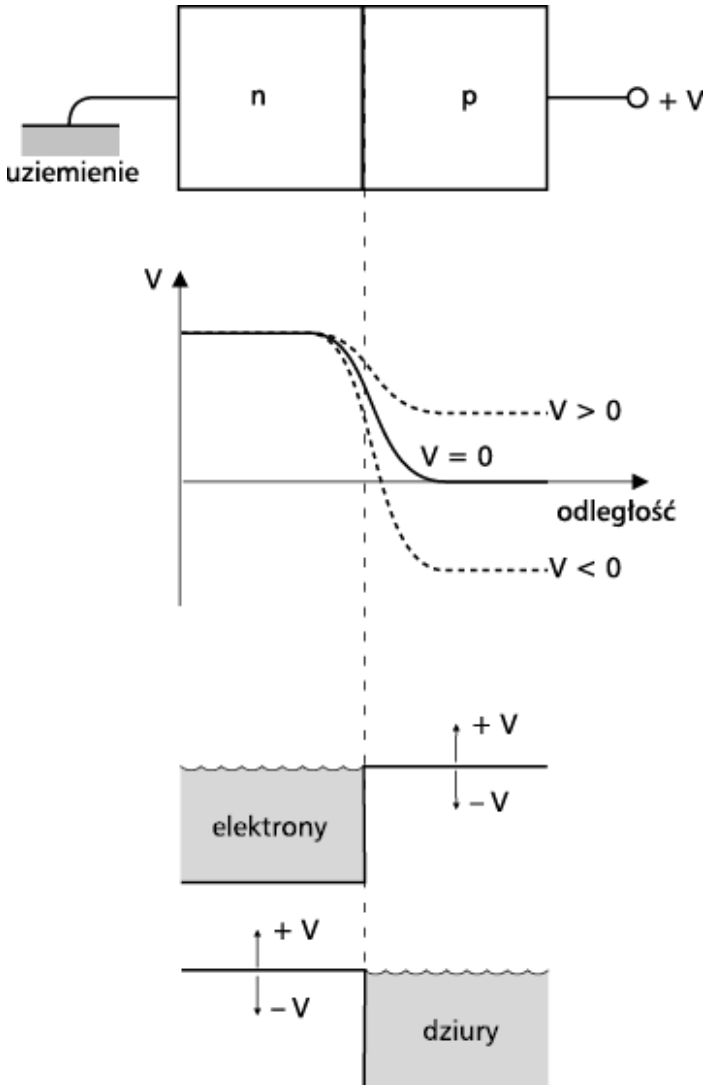
Rysunek 9.2. Nowe poziomy energetyczne powstające w półprzewodniku typu n (po lewej stronie) i w półprzewodniku typu p (po prawej stronie)

Lewa strona rysunku 9.2 pokazuje, co dzieje się, gdy kawałek krzemu zostanie zanieczyszczony fosforem. Poziom zanieczyszczenia można precyzyjnie kontrolować, co okazuje się bardzo ważne. Przypuśćmy, że w krysztale czystego krzemu gdzieniegdzie usuwamy atom i zastępujemy go atomem fosforu. Atom fosforu zagnieździ się wtedy wygodnie w miejscu opuszczonym przez atom krzemu i jedyna różnica będzie polegać na tym, że nowy atom ma o jeden elektron więcej. Dodatkowy elektron, choć bardzo słabo związany z atomem, z którego pochodzi, nie jest zupełnie swobodny, a więc zajmuje poziom energetyczny tuż poniżej pasma przewodnictwa. W niskich temperaturach pasmo przewodnictwa jest puste i dodatkowe elektrony dostarczone przez atomy fosforu siedzą na tak zwanym poziomie donorów, zaznaczonym na rysunku. W temperaturze pokojowej powstawanie par elektron–dziura w krzemie zdarza się bardzo rzadko i tylko jeden elektron na bilion odbiera od cieplnych wibracji siatki wystarczająco dużo energii, by przeskoczyć z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Z kolei elektron z poziomu donorów jest na tyle słabo związany ze swoim atomem fosforu, że jego niewielki przeskok do pasma przewodnictwa staje się bardzo prawdopodobny. Tak więc w temperaturze pokojowej dla poziomu zanieczyszczenia przewyższającego jeden atom fosforu na bilion atomów krzemu pasmo przewodnictwa będzie

zdominowane przez elektrony pochodzące z atomów fosforu. Oznacza to, że zmieniając stopień zanieczyszczenia, można bardzo precyzyjnie kontrolować liczbę mobilnych elektronów, zdolnych do przenoszenia elektryczności. Ponieważ to elektrony wędrujące swobodnie w paśmie przewodnictwa mogą przenosić prąd, ten rodzaj zanieczyszczonego krzemu nazywamy „typem n” (od angielskiego *negatively charged*, czyli naładowany ujemnie).

Po prawej stronie rysunku 9.2 widzimy, co dzieje się, gdy krzem zanieczyścimy atomami aluminium. Kolejny raz atomy nowego pierwiastka są rozsiane gdzieniegdzie pośród atomów krzemu i znów moszczą się wygodnie tam, gdzie wcześniej były inne atomy krzemu. Różnica polega na tym, że atomy aluminium mają o jeden elektron *mniej* niż atomy krzemu. Powoduje to, że teraz w czystym krysztale tworzą się dziury, tak jak po dodaniu fosforu pojawiały się w nim dodatkowe elektrony. Dziury będą się znajdować w pobliżu atomów aluminium i mogą zostać wypełnione przez elektrony wyskakujące z pasma walencyjnego pobliskich atomów krzemu. „Zajęty przez dziury” tak zwany poziom akceptorów pokazaliśmy na rysunku. Leży on tuż nad pasmem walencyjnym, ponieważ elektron walencyjny z atomu krzemu może z łatwością przeskoczyć do dziury wytworzonej przez atom aluminium. W tym wypadku możemy uznać, że prąd elektryczny jest przenoszony przez dziury, i z tego powodu ten rodzaj zanieczyszczonego krzemu nazywa się „typem p” (od angielskiego *positively charged*, czyli naładowany dodatnio). Tak jak poprzednio, w temperaturze pokojowej wystarczy, że poziom zanieczyszczenia krzemu aluminium przekroczy proporcję jeden na bilion, by prąd generowany przez pochodzące z aluminium dziury zaczął odgrywać dominującą rolę.

Na razie powiedzieliśmy po prostu, że możliwe jest wytworzenie grudki krzemu zdolnej do przewodzenia prądu, czy to dzięki temu, że pozwoliliśmy elektronom pochodzącym z atomów fosforu na przemieszczanie się w paśmie przewodnictwa, czy że pozwoliliśmy dziurom pochodzącym z atomów aluminium na przemieszczanie się w paśmie walencyjnym. Co w tym ciekawego?



Rysunek 9.3. Złącze powstałe przez połączenie ze sobą kawałka krzemu typu n i kawałka krzemu typu p

Rysunek 9.3 pokazuje, że naprawdę zbliżamy się do ważnych obserwacji. Przedstawia ona to, co się dzieje, gdy połączymy ze sobą dwa kawałki krzemu: jeden typu n i jeden typu p. Początkowo w obszarze typu n występuje wiele elektronów pochodzących z fosforu, a w obszarze typu p wiele dziur wynikających z zanieczyszczenia aluminium. W wyniku połączenia dwóch kawałków elektrony z obszaru typu p zaczną się przemieszczać do obszaru typu p, a dziury z obszaru typu n do obszaru typu n. Nie ma w tym nic tajemniczego: elektrony i dziury przedostają się przez

złącze między dwoma materiałami tak samo jak kropla atramentu rozchodząca się w pojemniku z wodą. Kiedy jednak elektrony i dziury przesuwają się w przeciwnych kierunkach, zostawiają za sobą obszary o sumarycznym ładunku dodatnim (w obszarze typu n) i o sumarycznym ładunku ujemnym (w obszarze typu p). Ten wzrost ładunku przeciwdziała dalszej migracji zgodnie z zasadą mówiącą, że „identyczne ładunki się odpychają", aż w końcu układ dochodzi do stanu równowagi i przemieszczanie się obiektów między dwoma kawałkami ustaje.

Druga z trzech części rysunku 9.3 pokazuje, jak możemy myśleć o tym mechanizmie, używając języka potencjałów. Przedstawiliśmy na niej zmiany potencjału elektrycznego w miarę przesuwania się przez złącze. Głęboko w obszarze typu n wpływ złącza jest nieistotny, a ponieważ cały układ osiągnął stan równowagi, nie płynie też żaden prąd. Oznacza to, że potencjał wewnątrz tego obszaru pozostaje stały. Zanim przejdziemy dalej, powinniśmy jeszcze raz jasno stwierdzić, jaką informację przekazuje nam potencjał: mówi on, jakie siły działają na elektrony i na dziury. Jeśli potencjał jest płaski, to elektrony nie będą się ruszać; na tej samej zasadzie, na jakiej piłka leżąca na płaskim gruncie donikąd się nie potoczy.

Jeśli potencjał w danym miejscu się obniża, to pewnie przypuszczasz, że umieszczony w jego pobliżu elektron „stoczy się" w dół. Niestety tradycyjne ustalenie wygląda inaczej: opadający potencjał oznacza „podnoszące się" zbocze dla elektronu, a więc elektrony będą się toczyć pod górkę. Inaczej mówiąc, opadający potencjał działa jak bariera stająca na drodze elektronów i właśnie coś takiego naszkicowaliśmy na rysunku. Siła powstała na skutek zgromadzenia się ujemnego ładunku, będącego wynikiem wcześniejszego przemieszczenia elektronów, odpycha elektron od obszaru typu p. To właśnie ona zapobiega dalszemu przedostawaniu się elektronów z krzemu typu n do krzemu typu p. Wykorzystanie opadających potencjałów do opisu podróży elektronów pod górkę nie jest aż tak głupie, jak mogłoby się wydawać na pierwszy rzut oka, gdyż sytuacja wygląda teraz naturalnie z punktu widzenia dziur – będą się one toczyły z góry na

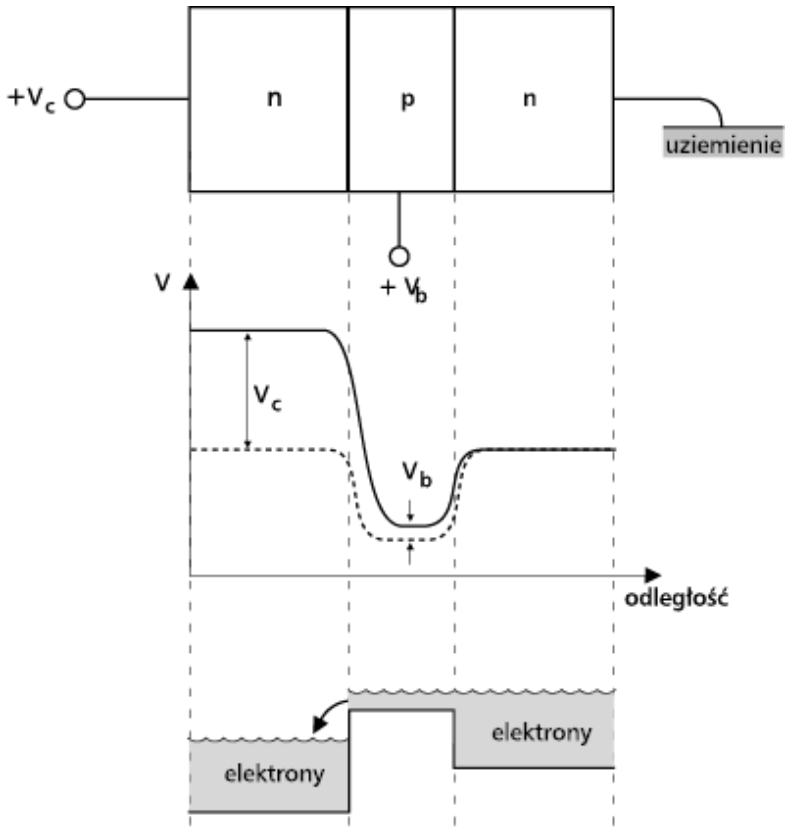
dół. Widzimy teraz też, że to, jak narysowaliśmy potencjał (opadający z wysokiego położenia po lewej do niskiego po prawej), opisuje poprawnie fakt, iż schodek potencjału powstrzymuje dziury od ucieczki z obszaru typu p.

Trzecia część rysunku pokazuje analogię do przepływu wody. Elektrony po lewej są gotowe do popłynięcia w dół przewodu, ale przeszkadza im w tym stojąca na ich drodze bariera. Podobnie dziury w obszarze typu p znalazły się po niedobrej stronie przeszkody: bariera uniemożliwiająca przepływ wody i schodek potencjału to dwa różne sposoby opisu tego samego obiektu. Tak właśnie wygląda sytuacja, gdy po prostu połączymy kawałek krzemu typu n z kawałkiem krzemu typu p. W rzeczywistości złączenie obu wymaga dużej staranności – nie można ich zwyczajnie do siebie przykleić, gdyż wtedy złącze nie pozwalałoby elektronom na swobodne przedostawanie się z jednego obszaru do drugiego.

Ciekawe rzeczy zaczynają się dziać wtedy, gdy podłączymy takie „złącze p-n" do baterii. Umożliwia to nam podnoszenie czy obniżanie bariery potencjału oddzielającej obszar typu n od obszaru typu p. Jeśli obniżymy potencjał w obszarze typu p, to sprawimy, że schodek na wykresie stanie się bardziej stromy, a więc elektronom i dziurom będzie jeszcze trudniej przepływać przez złącze. Z kolei podniesienie potencjału w obszarze typu p (czy obniżenie go w obszarze typu n) przypomina obniżanie tamy, która powstrzymywała przepływ wody. Po takiej zmianie elektrony zaczną natychmiast przepływać z obszaru typu n do tego typu n, a dziury udadzą się w przeciwnym kierunku. Wykorzystując to zjawisko, można stosować złącze p-n jako diodę, czyli urządzenie przepuszczające prąd, ale tylko w jednym kierunku. Nie o diody jednak nam tu ostatecznie chodzi.

Rysunek 9.4 to szkic urządzenia, które zmieniło świat – tranzystora. Pokazuje on, co się stanie, jeśli skonstruujemy kanapkę: umieścimy warstwę krzemu typu p między dwiema warstwami krzemu typu n. Wcześniejsze wyjaśnienie działania diody przyda się i tutaj, gdyż ogólny zarys działania mechanizmu jest w obu wypadkach identyczny. Elektrony dopóty przedostają się z obszarów typu n do obszarów typu p, a dziury w przeciwnym kierunku, dopóki schodki potencjału na złączach między warstwami tego nie uniemożliwią.

Jeśli tranzystor nie podlega żadnym wpływom zewnętrznym, to wygląda jak dwa zbiorniki elektronów oddzielone od siebie barierą, między którymi leży trzeci zbiornik, wypełniony po brzegi dziurami.

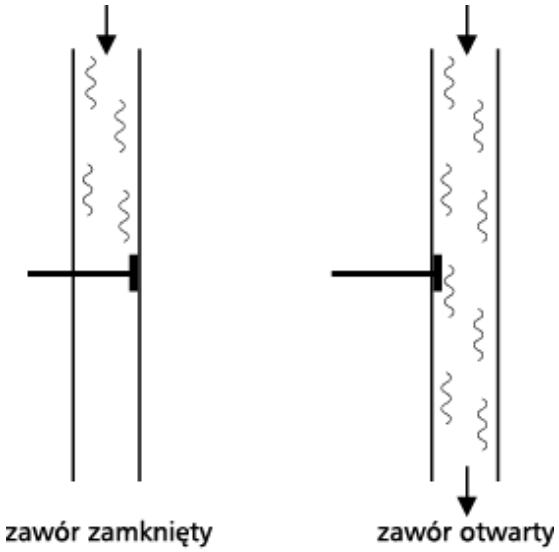


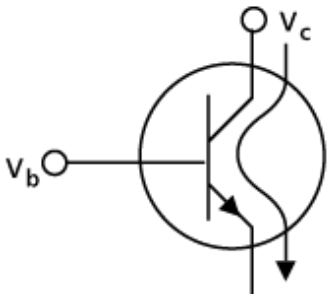
Rysunek 9.4. Tranzystor

Tym razem coś naprawdę interesującego zaczyna się dziać, gdy przyłożymy napięcie do jednego z obszarów typu n i do leżącego pośrodku obszaru typu p. Przyłożenie dodatnich napięć spowoduje, że wypłaszczenie po lewej się podniesie (o wielkość V_c) i podobnie podniesie się wypłaszczenie w obszarze p (o wielkość V_b). Oznaczyliśmy to linią ciągłą w środkowej części diagramu. Takie ukształtowanie potencjałów wywołuje bardzo efektowne zjawisko: wodospad elektronów przelewający się przez obniżoną centralną barierę do obszaru typu n po lewej (pamiętajmy, że elektrony płyną „pod górkę”). O ile tylko V_c jest większe niż V_b, przepływ elektronów

odbywa się w jedną stronę i te leżące początkowo po lewej nadal nie mogą się przedostać przez obszar typu p. Wszystko to brzmi pewnie dość niewinnie, ale właśnie opisaliśmy elektroniczny zawór. Przykładając napięcie do obszaru typu p potrafimy włączać i wyłączać prąd elektronów.

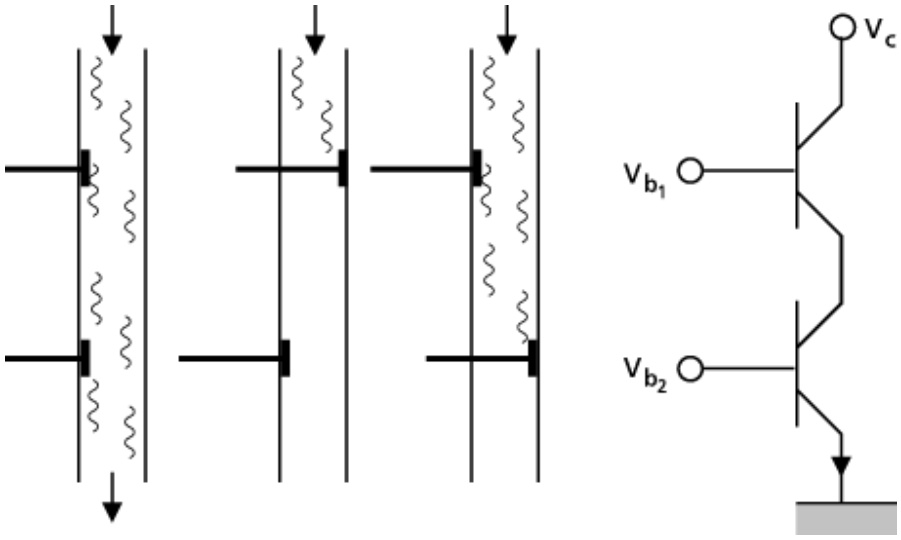
Przyszła pora na finał opowieści – jesteśmy już gotowi, by przedstawić pełnię umiejętności skromnego tranzystora. Na rysunku 9.5 pokazujemy jego działanie, po raz kolejny korzystając z analogii do przepływu wody. Sytuacja „zamkniętego zaworu" odpowiada dokładnie temu, co się dzieje, gdy do obszaru p nie przyłożymy żadnego napięcia. Przykładanie napięcia jest zaś równoważne otworzeniu zaworu. Między dwiema rurami narysowaliśmy też symbol często wykorzystywany jako oznaczenie tranzystora. Przy odrobinie wyobraźni można nawet uznać, że przypomina on miniaturowy zawór.



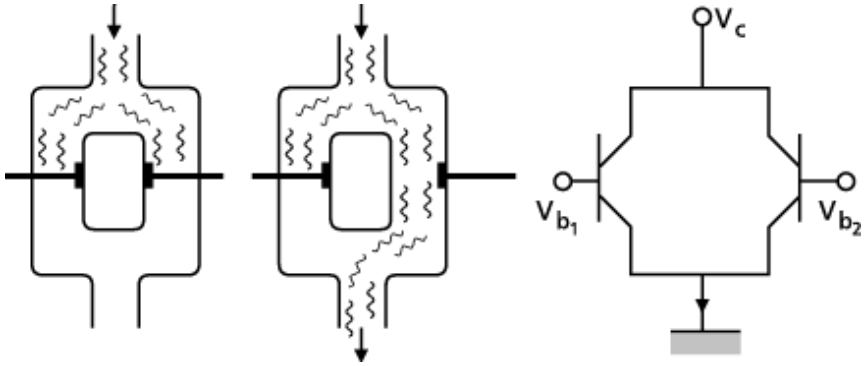


Rysunek 9.5. Analogia między tranzystorem a „wodą w rurach”

Co możemy zrobić, gdy już dysponujemy zaworami i rurami? Okazuje się, że potrafimy wtedy skonstruować komputer, a gdy rury i zawory są wystarczająco miniaturowe, to potrafimy skonstruować naprawdę potężny komputer. Rysunek 9.6 pokazuje, jak przy użyciu rury i dwóch zaworów zbudować coś, co nazywa się „bramką logiczną”. Obydwa zawory rury po lewej stronie są otwarte, w wyniku czego u dołu wypływa z niej woda. Zarówno w środkowej rurze, jak i w tej po prawej stronie jeden zawór pozostaje zamknięty i w oczywisty sposób do wypływu wody nie dochodzi. Nie przedstawiliśmy czwartej możliwości, w której obydwa zawory są zamknięte. Jeśli umówimy się, że będziemy oznaczać wypływ wody z naszych rur przez „1”, a jego brak przez „0”, oraz podobnie przyporządkujemy cyfrę „1” zaworowi otwartemu, a cyfrę „0” zaworowi zamkniętemu, to działanie wszystkich czterech rur (trzech widocznych na rysunku i tej, którą pominęliśmy) możemy opisać przy użyciu równań „1 AND 1 = 1”, „1 AND 0 = 0”, „0 AND 1 = 0” oraz „0 AND 0 = 0”. Angielski wyraz „AND” („oraz” albo „i”) oznacza tu operację logiczną i stosujemy go w precyzyjnym, technicznym znaczeniu – przedstawiony przez nas tutaj układ rur i zaworów nazywa się „bramką logiczną AND”. Bramka przyjmuje „na wejściu” dwa argumenty (stany dwóch zaworów) i zwraca pojedynczy wynik (to, czy woda wypływa z rury, czy nie), a jedynym sposobem uzyskania „1” na wyjściu jest wprowadzenie na wejściu „1” i „1”. Mamy nadzieję, że jest już jasne, jak przy użyciu ułożonych kolejno dwóch tranzystorów zbudować bramkę logiczną AND. Odpowiedni schemat pokazaliśmy na rysunku. Widzimy, że prąd w układzie może popłynąć tylko wtedy, gdy obydwa tranzystory są włączone (na przykład przez przyłożenie dodatnich napięć, V_{b1} i V_{b2}, do obszarów typu p), a tego właśnie potrzebowaliśmy, by skonstruować bramkę logiczną AND.



Rysunek 9.6. Bramka „AND” zbudowana przy użyciu rury z wodą i dwóch zaworów (po lewej stronie) i przy użyciu pary tranzystorów (po prawej stronie). Ta druga jest znacznie bardziej użyteczna przy konstruowaniu komputerów



Rysunek 9.7. Bramka „OR” zbudowana przy użyciu rur z wodą i dwóch zaworów (po lewej stronie) i przy użyciu pary tranzystorów (po prawej stronie)

Rysunek 9.7 przedstawia inną bramkę logiczną. Tym razem woda wypłynie u dołu rury, jeśli otworzymy którykolwiek z zaworów, i tylko gdy obydwa będą zamknięte, przepływ ustanie. Taki układ nazywamy bramką „OR” (czyli po angielsku „lub”) i używając identycznych oznaczeń jak poprzednio, otrzymujemy równania „1 OR 1 = 1”, „1 OR 0 = 1”, „0 OR 1 = 1” oraz „0 OR 0 = 0”. Na rysunku

umieściliśmy też odpowiedni układ tranzystorów. Prąd będzie przez niego przepływał w każdym wypadku oprócz tego, w którym obydwa tranzystory są wyłączone.

Podobne bramki logiczne są źródłem potęgi wszystkich cyfrowych urządzeń elektronicznych. Zaczynając od tych prostych składników, możemy układać kombinacje bramek logicznych zdolne do wykonywania dowolnie skomplikowanych algorytmów. Wyobraźmy sobie wprowadzenie do obwodów logicznych pewnej listy danych wejściowych (czyli pewnego ciągu „0” i „1”), a następnie przesłanie ich przez jakąś złożoną konfigurację tranzystorów, która ostatecznie daje pewną listę danych wyjściowych (znów będącą ciągiem „0” i „1”). Opierając się na tym mechanizmie, możemy budować obwody potrafiące wykonywać skomplikowane obliczenia matematyczne, potrafiące podejmować decyzje zależne od tego, jakie klawisze zostaną wciśnięte na klawiaturze, a następnie wysyłać uzyskany wynik do narzędzia, które wyświetli odpowiednie znaki na ekranie, potrafiące uruchomić alarm, gdy do domu włamie się jakiś intruz, potrafiące przesłać łańcuch znaków tekstowych (zakodowanych jako ciąg zer i jedynek) przez światłowody na drugi koniec świata, potrafiące... tak naprawdę wszystko, co tylko przyjdzie ci do głowy, ponieważ praktycznie każde urządzenie elektryczne, które posiadasz, jest wypełnione tranzystorami.

Potencjalne zastosowania tranzystorów wydają się nie mieć granic i już teraz zmieniają świat na każdym kroku. W stwierdzeniu, że tranzystor to najważniejszy wynalazek ostatnich stu lat, nie ma przesady. Współczesny świat jest oparty na technologiach półprzewodnikowych i przez nie ukształtowany. Z praktycznego punktu widzenia należy wspomnieć, że te technologie uratowały miliony ludzkich istnień – w szczególności pamiętajmy o zastosowaniach urządzeń komputerowych w szpitalach, o korzyściach płynących z błyskawicznych, niezawodnych i dostępnych na całym świecie narzędzi umożliwiających komunikację oraz o zastosowaniach komputerów w badaniach naukowych i przy kontrolowaniu złożonych procesów przemysłowych.

William B. Shockley, John Bardeen i Walter H. Brattain otrzymali Nagrodę Nobla z fizyki „za badania nad półprzewodnikami i odkrycie

mechanizmu rządzącego działaniem tranzystorów” w 1956 roku. Pewnie nigdy wcześniej ani później Nagroda Nobla nie została przyznana za prace naukowe tak bezpośrednio wpływające na życie tak wielu ludzi.

40 Taka definicja jest wyłącznie kwestią umowy i można ją uznać za historyczną ciekawostkę. Równie dobrze moglibyśmy się umówić, że prąd płynie w kierunku, w którym poruszają się elektrony z pasma przewodnictwa.

10

Oddziaływanie

W początkowych rozdziałach naszej książki przedstawiliśmy schemat, dzięki któremu możemy wyjaśnić, jak poruszają się maleńkie cząstki. Skaczą one dookoła, badając olbrzymią przestrzeń, nie wyrażając przy tym żadnych odgórnych preferencji i przenosząc wraz ze sobą metaforyczne miniaturowe zegary. Kiedy dodamy do siebie wiele zegarów, odpowiadających rozmaitym sposobom, na jakie cząstka może dotrzeć do jakiegoś konkretnego punktu w przestrzeni, otrzymujemy pojedynczy ostateczny zegar, którego rozmiar mówi nam o prawdopodobieństwie znalezienia cząstki właśnie w tym punkcie. Okazuje się, że z takiego dzikiego, pełnego anarchii obrazu kwantowych skoków wyłaniają się zwykłe własności codziennie spotykanych przedmiotów. W pewnym sensie każdy elektron, każdy proton i każdy neutron w twoim ciele nieustannie podróżuje po całym Wszechświecie, i dopiero gdy obliczymy sumaryczny efekt wszystkich tych podróży, otrzymujemy wizję świata, w której atomy twojego ciała (na całe szczęście) pozostają w stosunkowo stabilnych konfiguracjach – przynajmniej na jakieś sto lat. Na razie jeszcze w ogóle się nie zajęliśmy naturą oddziaływań między cząstkami. Udało się nam dotrzeć dość daleko, unikając szczegółowego omawiania sposobu, w jaki cząstki komunikują się ze sobą, dzięki oparciu się na koncepcji potencjału. Czym jednak jest potencjał? Jeśli świat składa się wyłącznie z cząstek, to z pewnością powinniśmy ostatecznie zastąpić niezbyt precyzyjny obraz cząstek poruszających się „w potencjałach” wytwarzanych przez inne cząstki jasnymi stwierdzeniami mówiącymi o tym, jak poruszające się cząstki oddziałują ze sobą.

Współczesne podejście do fundamentalnych praw fizyki, zwane kwantową teorią pola, osiąga ten cel, po prostu dodając do zestawu reguł opisujących skoki cząstek nowe zasady mówiące, jak cząstki te oddziałują ze sobą. Okazuje się, że nowe zasady nie są wcale bardziej skomplikowane od tych, które już spotkaliśmy. To, że pomimo subtelności i złożoności świata rządzących nim reguł nie jest zbyt wiele, niewątpliwie trzeba uznać za jeden z cudów współczesnej nauki. „Wieczna tajemnica świata polega na tym, że da się go zrozumieć" – napisał Albert Einstein, dodając gdzie indziej: „fakt, że jest on zrozumiały, to cud".

Zacznijmy od wypisania reguł pierwszej historycznie odkrytej kwantowej teorii pola – elektrodynamiki kwantowej, zwanej też QED[41]. Jej początków można szukać jeszcze w latach dwudziestych XX wieku, kiedy to zwłaszcza Diracowi udało się osiągnąć pewne sukcesy w próbach skwantowania maxwellowskich pól elektromagnetycznych. Wielokrotnie spotkaliśmy już w naszej książce kwant pola elektromagnetycznego – foton – ale zaproponowana przez Diraca teoria napotykała wiele ewidentnych problemów, które pozostawały nierozwiązane przez prawie dwie dekady. Jak na przykład elektron emituje foton, gdy przeskakuje z jednego poziomu energetycznego w atomie na inny? A co z kolei dzieje się z fotonem, gdy zostanie zaabsorbowany przez elektron, co pozwoli temu drugiemu wskoczyć na wyższy poziom energetyczny? Fotony najwyraźniej mogą być tworzone i niszczone w procesach zachodzących wewnątrz atomów. „Stara" teoria kwantowa, którą jak do tej pory omawialiśmy w naszej książce, w żaden sposób nie wyjaśnia rządzącego podobnymi zjawiskami mechanizmu.

W historii nauki wspomina się o kilku legendarnych konferencjach naukowych – spotkaniach, które wydają się nam kluczowe dla pewnych zwrotów w historii nauki. W rzeczywistości wpływ takich pojedynczych spotkań na rozwój badań jest zwykle przeceniany, gdyż ich uczestnicy często pracowali nad odpowiednimi zagadnieniami już wiele lat wcześniej. Jednak konferencja, która odbyła się w czerwcu 1947 roku w Shelter Island, niewielkim miasteczku na wybrzeżu Long Island w stanie Nowy Jork, rzeczywiście zasługuje na miano prawdziwego przełomu w fizyce.

Warto przytoczyć tu całą listę jej uczestników – nie jest zbyt długa, a jednocześnie można ją niemal utożsamić z wyliczeniem wielkich fizyków pracujących w Stanach Zjednoczonych w XX wieku. W konferencji w Shelter Island udział wzięli, w kolejności alfabetycznej: Hans Bethe, David Bohm, Gregory Breit, Karl Darrow, Herman Feshbach, Richard Feynman, Hendrik Kramers, Willis Lamb, Duncan MacInnes, Robert Marshak, John von Neumann, Arnold Nordsieck, J. Robert Oppenheimer, Abraham Pais, Linus Pauling, Isidor Rabi, Bruno Rossi, Julian Schwinger, Robert Serber, Edward Teller, George Uhlenbeck, John Hasbrouck van Vleck, Victor Weisskopf i John Archibald Wheeler. Czytając tę książkę, natknąłeś się już na kilka nazwisk z powyższej listy, a każdy student fizyki słyszał pewnie o większości z nich. Amerykański pisarz Dave Barry napisał kiedyś: „jeśli miałbyś przedstawić jednym słowem powód, dla którego ludzkość do tej pory nie zrealizowała i nigdy nie zrealizuje w pełni swojego potencjału, słowo to brzmiałoby: zebrania". Ogólnie rzecz biorąc, jest to niewątpliwie prawda, ale konferencja w Shelter Island była wyjątkiem. Rozpoczęła się od prezentacji zjawiska, które nazwano później przesunięciem Lamba. Willis Lamb dzięki zastosowaniu bardzo precyzyjnych technik mikrofalowych rozwiniętych podczas II wojny światowej odkrył, że widmo atomu wodoru tak naprawdę nie odpowiadało idealnie temu, co przewidywała stara teoria kwantowa. W rzeczywistości w obserwowanych poziomach energetycznych pojawiało się drobne przesunięcie, którego nie sposób było wyjaśnić za pomocą teorii przedstawionej na wcześniejszych stronach. Zauważone przez Lamba przesunięcie, choć miniaturowe, stanowiło fascynujące wyzwanie dla zgromadzonych w Shelter Island teoretyków.

Zostawimy ich tam, zatopionych w rozmyślaniach po wykładzie Lamba, i przejdźmy do opisu teorii, którą rozwinięto w kolejnych miesiącach i latach. Doprowadzi nas to po pewnym czasie do wyjaśnienia źródła przesunięcia Lamba. Na razie, by rozbudzić twój apetyt, powiemy tylko, że odpowiedź wiąże się z tajemniczym stwierdzeniem: proton i elektron nie są tak naprawdę wewnątrz atomu wodoru same.

QED to teoria wyjaśniająca, jak naładowane elektrycznie cząstki, takie jak elektrony, oddziałują ze sobą i z cząstkami światła (fotonami). Podaje spójne i pełne wytłumaczenia dla wszystkich zjawisk zachodzących w przyrodzie oprócz grawitacji i tego, co dzieje się w jądrach atomów. Do zjawisk jądrowych wrócimy później – wówczas wyjaśnimy też, co powoduje, że jądra atomowe są stabilne, choć składają się z naładowanych dodatnio protonów i obojętnych elektrycznie elektronów, które – jak by się zdawało – powinny się natychmiast rozlatywać w różnych kierunkach na skutek odpychania elektrycznego. Najwyraźniej coś je przed tym powstrzymuje. Prawie wszystkie inne zjawiska fizyczne – a z pewnością wszystko to, co daje się dotknąć czy zobaczyć gołym okiem – na fundamentalnym dostępnym nam poziomie można wyjaśnić za pomocą QED. Materia, światło, elektryczność i magnetyzm – to domena QED.

Zacznijmy od przyjrzenia się układowi, który spotkaliśmy już wielokrotnie w naszej książce: światu, w którym znajduje się wyłącznie pojedynczy elektron. Małe zegary widoczne na rysunku 4.2 przedstawiającym „skaczące zegary” pokazują różne możliwe położenia elektronu w pewnym momencie. Nasze kwantowe reguły mówią, że aby obliczyć prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w punkcie X w jakiejś późniejszej chwili, musimy uwzględnić możliwość przeskoczenia elektronu do X z zupełnie dowolnego punktu początkowego. Każdy taki skok dostarcza do X pewien zegar, wszystkie zaś należy do siebie dodać, a to daje już ostateczny wynik.

Zrobimy teraz coś, co może się na pierwszy rzut oka wydawać nadmiernie skomplikowane, ale oczywiście okaże się, że mamy ku temu istotne powody. W rozważaniach pojawi się kilka symboli: A, B i T – inaczej mówiąc, zmierzamy kolejny raz do krainy zakurzonych kredowym pyłem pracowni i źle skrojonych nauczycielskich marynarek. Obiecujemy, że nie zabawimy tam długo.

Kiedy cząstka przenosi się z punktu A w chwili zero do punktu B w chwili T, potrafimy obliczyć, jak będzie wyglądał zegar w B, dzięki cofnięciu wskazówki zegara z A o pewien kąt wyznaczony przez odległość od A do B i przedział czasu T. Sposób wyznaczania charakterystyki zegara w B możemy symbolicznie zapisać jako Z(A,0)P(A,B,T), gdzie Z(A,0) oznacza początkowy zegar w punkcie

A w chwili 0, a P(A,B,T) przepis na obracanie wskazówek i kurczenie zegara powiązane ze skokiem z A do B[42]. Wyrażenie P(A,B,T) będziemy nazywać „propagatorem” z A do B. Kiedy znamy już regułę opisującą propagator z A do B, jesteśmy gotowi do obliczenia prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w punkcie X. I tak na przykład na rysunku 4.2 widzimy wiele możliwych punktów wyjściowych, a więc musimy uwzględnić podróż cząstki z każdego z nich do X, a następnie dodać wszystkie otrzymane w ten sposób zegary. W naszej na pierwszy rzut oka przesadnie szczegółowej notacji ostateczny zegar przedstawia się wzorem Z(X,T) = Z(X1,0)P(X1,X,T) + Z(X2,0)P(X2,X,T) + Z(X3,0)P(X3,X,T) +..., gdzie X1, X2, X3 i tak dalej oznaczają wszystkie możliwe położenia cząstki w chwili 0 (czyli położenia małych kółek na rysunku 4.2). Aby wszystko było całkowicie przejrzyste, wyjaśnijmy, że Z(X3,0)P(X3,X,T) oznacza po prostu: „weź zegar z punktu X3 i przenieś go do punktu X w czasie T”. Nie daj się nabrać poczuciu, że dzieje się tu coś tajemniczego. Zapisujemy po prostu przy użyciu wymyślnych symboli to, co już wiedzieliśmy: „weź zegar z punktu X3 w chwili 0, ustal, o ile obróci się jego wskazówka i jak bardzo należy go skurczyć, gdy przeniesiesz go do punktu X w pewnej późniejszej chwili T, a następnie powtórz tę procedurę dla wszystkich innych zegarów w czasie 0. Gdy już to zrobisz, dodaj do siebie wszystkie otrzymane zegary zgodnie z regułą dodawania zegarów”. Z pewnością zgodzisz się z nami, że ten ostatni opis sprawia wrażenie przegadanego i przyda się nam skrótowy sposób zapisywania odpowiednich operacji.

Naturalnie możemy myśleć o propagatorze jako o innej postaci reguły obracania i kurczenia zegarów. Okazuje się, że możemy też myśleć o nim jako o kolejnym zegarze. Aby wyjaśnić to odważne stwierdzenie, wyobraźmy sobie, że wiemy ze stuprocentową pewnością, iż w chwili T = 0 elektron znajduje się w punkcie A, a odpowiadający mu zegar ma rozmiar 1 i pokazuje dwunastą. Operację opisywaną przez propagator możemy przedstawić za pomocą drugiego zegara, którego rozmiar powie nam, jak bardzo należy skurczyć ten początkowy, a pokazywany przez niego czas przekaże informację o tym, o jaki kąt obrócić wskazówkę pierwszego

zegara. Jeśli skok z A do B wymaga skurczenia początkowego zegara pięć razy i cofnięcia jego wskazówki o dwie godziny, to propagator P(A,B,T) można przedstawić przy użyciu zegara o rozmiarze 1/5 = 0,2 pokazującego dziesiątą (czyli cofniętego o dwie godziny od dwunastej). Zegar w B otrzymujemy po prostu dzięki „mnożeniu" początkowego zegara z A przez zegar propagatora.

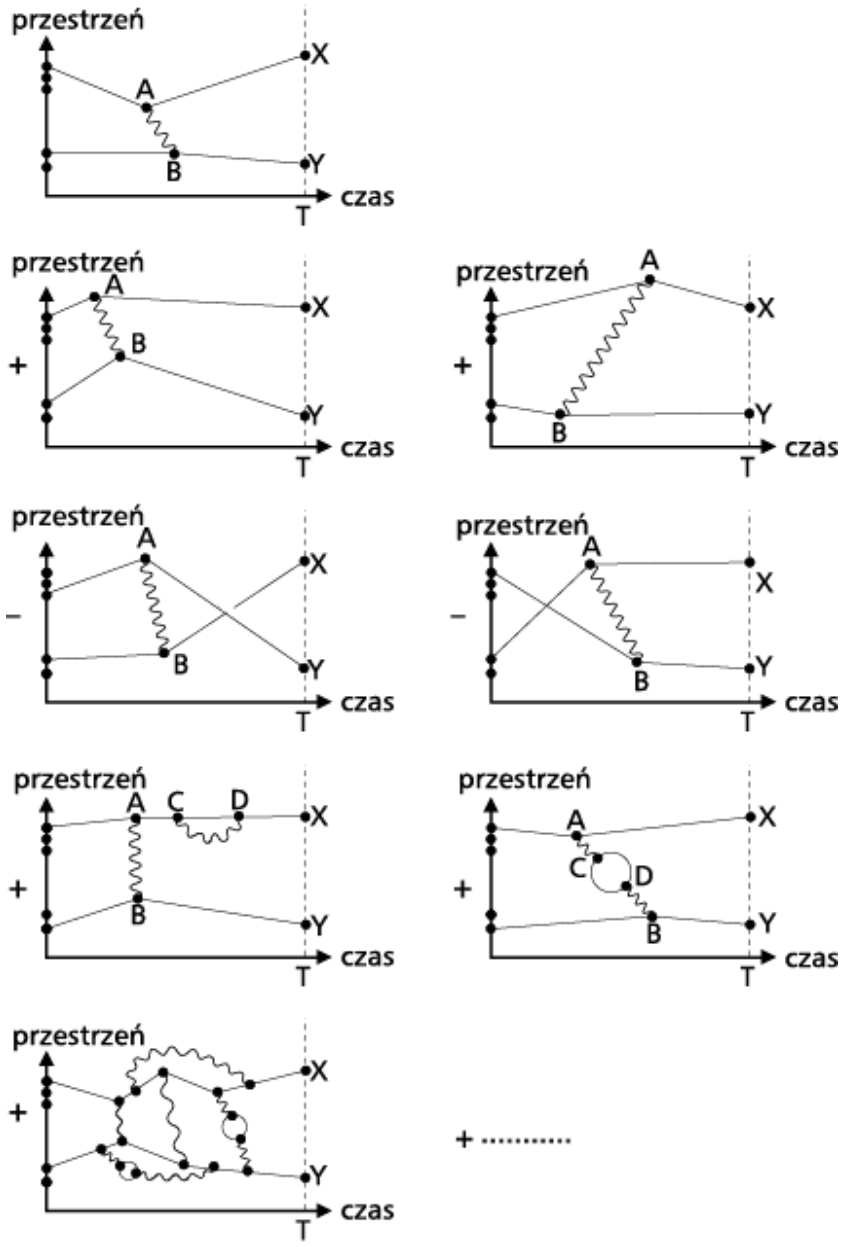
Tym, którzy słyszeli o liczbach zespolonych, warto powiedzieć, że tak samo jak każdy z zegarów Z(X1,0), Z(X2,0) można przedstawić przy użyciu liczby zespolonej, można to zrobić z propagatorami P(X1,X,T) i P(X2,X,T), a właściwy sposób połączenia tych wielkości ze sobą odpowiada matematycznemu przepisowi na mnożenie liczb zespolonych. Jeśli nie wiesz nic o liczbach zespolonych, nie musisz się tym przejmować – opis całego procesu przy użyciu zegarów jest równie precyzyjny. Jedyne, co zrobiliśmy, to wprowadziliśmy nieco inny sposób myślenia o regule obracania wskazówek: możemy je obracać i kurczyć zegary, używając do tego innych zegarów.

Dowolność w sformułowaniu reguły mnożenia zegarów wykorzystamy oczywiście tak, by uzyskać przepis dobrze działający w naszej sytuacji: należy pomnożyć przez siebie rozmiary zegarów (1 × 0,2 = 0,2) i połączyć czasy pokazywane przez oba, tak by wskazówka pierwszego z nich została obrócona do tyłu o 12 – 10 = 2 godziny. Wygląda to pewnie na nadmiernie skomplikowany opis prostego mechanizmu i z pewnością nie byłby nam on potrzebny, gdybyśmy mieli do czynienia tylko z pojedynczą cząstką. Fizycy są jednak leniwi i nie wprowadzaliby podobnych utrudnień, gdyby nie miało się później okazać, że faktycznie w dłuższej perspektywie oszczędzają im one czasu i wysiłków. Podobne oznaczenia ułatwią nam śledzenie wszystkich koniecznych obrotów i przeskalowań zegarów, gdy zaczniemy zajmować się ciekawszymi przypadkami, w których występuje więcej niż jedna cząstka – czyli na przykład atomem wodoru.

Niezależnie od szczegółów nasza metoda obliczania prawdopodobieństwa znalezienia samotnej cząstki w jakimś punkcie Wszechświata składa się jedynie z dwóch zasadniczych elementów. Po pierwsze, musimy określić początkowy układ zegarów, który zawiera informację o tym, gdzie możemy znaleźć cząstkę w chwili

zero (i z jakim prawdopodobieństwem). Po drugie, trzeba znać propagatory P(A,B,T), które same są zegarami, mówiącymi, o ile należy skurczyć czy obrócić odpowiednie wskazówki, gdy cząstka przeskakuje z A do B. Jeśli wiemy już, jak wygląda propagator dla dowolnej pary punktów, początkowego i końcowego, to posiadamy komplet informacji i potrafimy z pełnym przekonaniem o słuszności naszych obliczeń wyznaczyć wyjątkowo nudną dynamikę wszechświata zawierającego pojedynczą cząstkę. Nie powinniśmy wypowiadać się o tym jednak tak lekceważącym tonem – taki prosty stan rzeczy nie staje się dużo bardziej skomplikowany, gdy uwzględnimy w rozważaniach oddziaływania między cząstkami. Przyszła pora, by się do tego zabrać.

Rysunek 10.1 przedstawia wszystkie podstawowe idee, które chcemy teraz omówić, za pomocą prostych schematów. Po raz pierwszy spotykamy się w naszej książce z diagramami Feynmana, głównym narzędziem obliczeniowym profesjonalistów zajmujących się fizyką cząstek. Zadanie, jakie przed nami stoi, to obliczenie prawdopodobieństwa znalezienia w chwili T pary elektronów w pewnych punktach X i Y. Na starcie dowiadujemy się, gdzie znajdują się one w chwili zero, czyli jak wyglądają początkowe układy opisujących je zegarów. Rozważany problem jest tak naprawdę bardzo istotny, gdyż umiejętność odpowiedzi na podobne pytania oznacza, że będziemy potrafili powiedzieć, „co dzieje się we wszechświecie zawierającym dwa elektrony”. Możesz uznać, że to raczej niewielkie osiągnięcie, ale kiedy dowiemy się już, jak radzić sobie w takiej sytuacji, dalej będziemy mieli z górki – dowiemy się bowiem, jak oddziałują ze sobą podstawowe składniki przyrody.



Rysunek 10.1. Niektóre ze sposobów, na jakie mogą się na sobie rozproszyć dwa elektrony. Elektrony wyruszają z punktów znajdujących się po lewej stronie i zawsze kończą swoją podróż w chwili T w tej samej parze punktów, X i Y. Rysunki odpowiadają niektórym z rozmaitych ścieżek, po jakich cząstki mogą dotrzeć do X i Y.

Aby uprościć rysunki, uwzględniliśmy na nich tylko jeden wymiar przestrzenny, a czas przedstawiliśmy jako płynący od lewej strony do prawej. Nie wpłynie to w żaden sposób na wyciągnięte przez nas

wnioski. Zacznijmy od opisu pierwszego z serii rysunków. Kropeczki w T = 0 odpowiadają możliwym położeniom dwóch elektronów w chwili zero. Na potrzeby rysunków założyliśmy, że górny elektron może znajdować się w jednym z trzech punktów, a dolny w jednym z dwóch (w obliczeniach dotyczących rzeczywistego świata musimy rozważać elektrony, które można znaleźć w nieskończenie wielu różnych miejscach, ale jeśli mielibyśmy tu zaznaczyć taką sytuację, szybko zabrakłoby nam farby drukarskiej). Górny elektron skacze w pewnym momencie do punktu A, gdzie dzieje się coś interesującego – elektron wysyła foton (przedstawiony za pomocą linii falistej). Następnie foton przeskakuje do B, gdzie zostaje zaabsorbowany przez drugi elektron. Górny elektron przeskakuje potem z A do X, a dolny z B do Y. To tylko jeden z nieskończenie wielu sposobów, na jakie rozważana przez nas para elektronów może dotrzeć do punktów X i Y. Z takim procesem możemy powiązać zegar – nazwijmy go „zegarem 1” czy też po prostu Z1. Zadaniem QED jest podanie przepisów pozwalających nam na wyznaczenie postaci tego zegara.

Zanim przejdziemy do omawiania szczegółów, naszkicujmy krótko wynik, do którego zmierzamy. Rysunek na samej górze przedstawia jeden z tysiąca sposobów, na jakie początkowa para elektronów może dotrzeć do X i Y. Na kolejnych pokazaliśmy inne drogi prowadzące do tego samego rezultatu. Kluczowa idea polega na stwierdzeniu, że dla każdego możliwego sposobu, na jaki elektrony mogą osiągnąć X i Y, musimy obliczyć odpowiedni zegar kwantowy: Z1 to tylko pierwszy z długiej ich listy[43]. Kiedy poznamy już wszystkie z nich, powinniśmy je dodać do siebie, by otrzymać pojedynczy, fundamentalny zegar. Jego rozmiar (podniesiony do kwadratu) powie nam, z jakim prawdopodobieństwem znajdziemy elektrony w X i Y. Kolejny raz wyobrażamy więc sobie, że elektrony docierają do X i do Y nie po jednej konkretnej ścieżce, ale raczej rozpraszając się na sobie w każdy możliwy sposób. Jeśli przyjrzymy się kilku ostatnim rysunkom, zobaczymy niektóre z bardziej wyszukanych sposobów, na jakie elektrony mogą się na sobie rozproszyć. Elektrony nie tylko wymieniają się fotonami, lecz także każdy z nich może samodzielnie emitować, a następnie absorbować foton. Co więcej, na ostatnich

dwóch rysunkach pojawia się coś naprawdę dziwacznego. Przedstawiają one scenariusze, w których foton zdaje się emitować elektron, ten zaś „podróżuje po pętli", trafiając w końcu w miejsce, skąd wyruszył – wkrótce powiemy o tym więcej. Na razie wyobrażamy sobie po prostu szereg coraz bardziej skomplikowanych diagramów odpowiadających przypadkom, w których elektrony po drodze do X i Y emitują i absorbują coraz to liczniejsze fotony. Musimy uwzględnić całe to bogactwo sposobów, na jakie elektrony mogą osiągnąć X i Y, posługując się przy tym dwiema bardzo ścisłymi regułami: *elektrony mogą wyłącznie przeskakiwać z miejsca na miejsce bądź emitować czy absorbować pojedynczy foton*. Bliższe przyjrzenie się kolejnym rysunkom pozwoli ci się przekonać, że na żadnym z nich te dwie zasady nie zostały złamane, gdyż żaden nie zawiera niczego bardziej skomplikowanego niż punkt, w którym spotykają się dwa elektrony i pojedynczy foton. Musimy teraz wyjaśnić, jak obliczać odpowiednie zegary, po jednym dla każdego rysunku.

Skoncentrujmy się na rysunku na samej górze i wyjaśnijmy, jak wygląda powiązany z nim zegar (Z1). Na początku całego procesu mamy do czynienia z dwoma elektronami, a każdy z nich ma swój zegar. Powinniśmy zacząć od pomnożenia ich przez siebie zgodnie z regułą mnożenia zegarów, by uzyskać w ten sposób nowy, pojedynczy zegar, który oznaczymy symbolem Z. Mnożenie początkowych zegarów ma sens, gdyż powinniśmy pamiętać, że każdy z nich opisuje pewne prawdopodobieństwo, a jeśli interesuje nas prawdopodobieństwo zajścia dwóch niezależnych od siebie zdarzeń, to musimy sięgnąć właśnie do mnożenia pojedynczych prawdopodobieństw. Na przykład szansa tego, że na obu rzuconych monetach wypadną orły, wynosi $1/2 \times 1/2 = 1/4$. Podobnie wspólny zegar Z mówi nam, jakie jest prawdopodobieństwo znalezienia elektronów w ich początkowych położeniach.

Reszta przeprowadzanej procedury to tylko kolejne mnożenia zegarów. Górny elektron skacze do A, a więc wiążemy z tym odpowiedni zegar: nazwijmy go P(1,A) (czyli „cząstka 1 skacze do A"). Równocześnie dolny elektron skacze do B i z tym zjawiskiem również związany jest pewien zegar, który nazwiemy P(2,B). Dalej

mamy dwa następne zegary odpowiadające skokom elektronów do ich punktów docelowych: oznaczymy je przez P(A,X) i P(B,Y). Wreszcie musimy też uwzględnić zegar związany z fotonem przeskakującym z A do B. Ponieważ foton nie jest elektronem, reguła propagacji fotonów może okazać się inna od tej dla elektronów, a zatem odpowiedni zegar powinniśmy opisać innym symbolem. Oznaczmy więc zegar odpowiedzialny za skok fotonu przez F(A,B)[44]. Teraz po prostu pomnóżmy wszystkie te zegary przez siebie, by uzyskać jeden, „fundamentalny" zegar: R = Z × P(1,A) × P(2,B) × P(A,X) × P(B,Y) × F(A,B). Nasze obliczenia już prawie się zakończyły, pozostało nam tylko uwzględnić dodatkowe kurczenie się fundamentalnego zegara, ponieważ reguły QED każą nam za każdym razem, kiedy elektron emituje czy absorbuje foton, wprowadzić czynnik kurczący, g. Na rozważanym przez nas diagramie górny foton emituje elektron, a dolny go absorbuje, w efekcie g pojawia się dwukrotnie, dając w wyniku mnożenie przez g^2. Teraz już naprawdę skończyliśmy – ostateczna postać „zegara 1" to $Z1 = g^2 \times R$.

Wprowadzenie czynnika kurczącego g może się wydawać dość arbitralne, ale ma on bardzo ważną interpretację fizyczną. W oczywisty sposób jest bowiem związany z prawdopodobieństwem tego, że elektron wyemituje foton, a to z kolei określa, jak silne są oddziaływania elektromagnetyczne. W pewnym momencie musieliśmy wprowadzić w naszych obliczeniach element łączący je z rzeczywistym światem, ponieważ obliczamy konkretne, związane z rzeczywistością wielkości. Tak samo jak stała grawitacyjna Newtona G zawiera pełnię informacji o sile oddziaływań grawitacyjnych, g zawiera pełnię informacji o sile oddziaływań elektromagnetycznych[45].

Gdybyśmy chcieli wykonać szczegółowo wszystkie obliczenia, zajęlibyśmy się teraz drugim diagramem, przedstawiającym inny sposób, w jaki nasza początkowa para elektronów może osiągnąć te same punkty końcowe, X i Y. Drugi diagram przypomina pierwszy pod tym względem, że elektrony wyruszają z tych samych miejsc, ale tym razem górny elektron emituje foton w innym punkcie przestrzeni i w innym momencie, a późniejsza absorpcja fotonu również zachodzi w innym punkcie i innym momencie niż poprzednio. Oprócz

tego wszystko wygląda zupełnie tak samo i analogiczne obliczenia dadzą nam kolejny zegar, „zegar 2”, który oznaczymy przez Z2.

W kolejnych krokach powinniśmy powtórzyć całą procedurę dla absolutnie każdego możliwego miejsca, w którym foton może zostać wyemitowany, i dla każdego możliwego miejsca, w którym może zostać później zaabsorbowany. Powinniśmy też uwzględnić fakt, że elektrony mogą wyruszać z rozmaitych położeń początkowych. Zasadnicza idea polega na tym, że należy rozważyć absolutnie każdy sposób, w jaki elektrony mogą dotrzeć do X i Y, a z każdym z nim powiązać pewien zegar. Kiedy już zgromadzimy wszystkie takie zegary, „wystarczy” dodać je do siebie, by uzyskać pojedynczy ostateczny zegar, którego rozmiar powie nam, z jakim prawdopodobieństwem znajdziemy jeden elektron w X, a drugi w Y. Wówczas nasze zadanie zostanie skończone – dowiemy się, jak dwa elektrony oddziałują ze sobą, gdyż jedyne, na co możemy liczyć, to właśnie poznanie odpowiednich prawdopodobieństw.

To, co właśnie przedstawiliśmy, leży u podstaw QED, a co ważne, w podobny sposób da się opisać też inne siły przyrody. Wkrótce się nimi zajmiemy, ale najpierw musimy jeszcze odkryć kilka faktów związanych z elektrodynamiką.

Zaczniemy od akapitu przedstawiającego dwie drobne, ale istotne obserwacje. Po pierwsze, uprościliśmy rozumowanie, ignorując fakt, że elektrony mają spin, a więc występują w dwóch różnych postaciach. Co więcej, także fotony mają spin (są bozonami) i występują w trzech różnych postaciach. Sprawia to, że rachunki stają się nieco bardziej skomplikowane, ponieważ musimy pamiętać o tym, z którym rodzajem elektronu czy fotonu mamy do czynienia na każdym etapie skakania czy rozpadania się cząstek. Po drugie, jeśli uważnie przyglądasz się ilustracjom, może zauważyłeś, że przed niektórymi z diagramów z rysunku 10.1 pojawiają się minusy. Biorą się one z tego, że mówimy o identycznych elektronach skaczących po świecie ku X i Y. Dwa diagramy z minusami odpowiadają wymianie elektronów względem innych diagramów, co oznacza, że elektron, który wystartował w jednym z punktów górnego obszaru, zakończył podróż w Y, a drugi, dolny elektron, wylądował w X. Jak tłumaczyliśmy w rozdziale 7, przed połączeniem ze sobą takich

polegających na przestawieniu elektronów konfiguracji wskazówki odpowiednich zegarów przesuwa się dodatkowo o sześć godzin – i stąd właśnie bierze się znak minus.

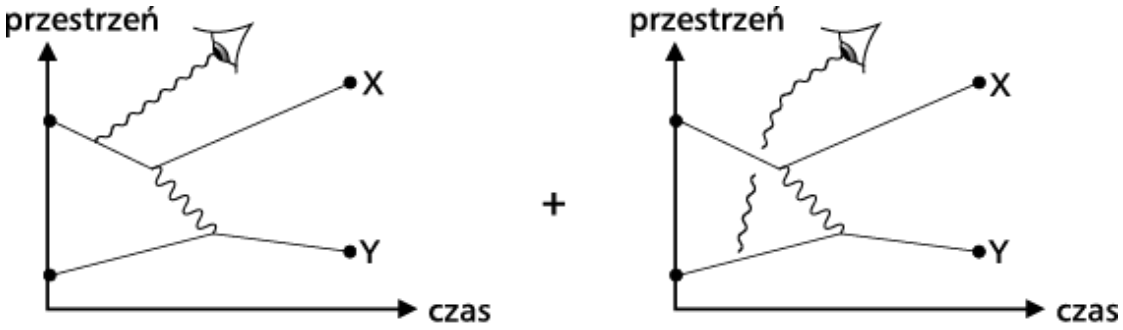
Dostrzegłeś też pewnie potencjalną usterkę w naszym planie – diagramów opisujących to, jak elektrony mogą dotrzeć do X i Y, jest oczywiście nieskończenie wiele, a dodanie do siebie nieskończenie wielu zegarów wydaje się w najlepszym razie bardzo pracochłonne. Na szczęście każde pojawienie się rozgałęzienia typu foton–elektron wprowadza do rachunków dodatkowy czynnik g, a co za tym idzie, powoduje skurczenie się odpowiedniego zegara. Oznacza to, że im bardziej skomplikowany jest dany diagram, tym mniejszy będzie odpowiadający mu zegar, a więc i mniej istotny, gdy zaczniemy dodawać wszystkie zegary do siebie. W wypadku QED czynnik g jest dość mały (wynosi około 0,3), a więc związane z nim kurczenie się zegarów staje się bardzo silne w miarę wzrastania liczby rozgałęzień. Bardzo często wystarczy rozważyć tylko takie diagramy jak pierwszych pięć pokazanych na rysunku, w których występują nie więcej niż dwa rozgałęzienia. To oczywiście oszczędza sporo pracy.

Opisana tu procedura obliczania zegarów (zwanych w slangu fizyków „amplitudami”) dla każdego diagramu Feynmana, dodawania ich do siebie, a następnie podnoszenia ostatecznego zegara do kwadratu, by otrzymać prawdopodobieństwo zajścia danego procesu, stanowi podstawowe narzędzie współczesnej fizyki cząstek. Pod powierzchnią takich obliczeń i wszystkiego, co na razie powiedzieliśmy, kryje się jednak fascynujący problem, który część fizyków bardzo niepokoi, a inni uważają za zupełnie nieistotny.

Problem pomiaru kwantowego

Kiedy dodajemy do siebie zegary odpowiadające różnym diagramom Feynmana, pozwalamy dojść do głosu orgii kwantowej interferencji. Tak jak podczas eksperymentu z dwiema szczelinami, gdy musieliśmy wziąć pod uwagę każdą możliwą trajektorię, po jakiej cząstka mogła się poruszać w drodze do ekranu, teraz musimy

rozważyć każdy możliwy sposób, na jaki para cząstek może się dostać ze swoich początkowych położeń do punktów docelowych. Prowadzi to do właściwej odpowiedzi, gdyż umożliwia interferencję między różnymi diagramami. Dopiero na końcu całego procesu, kiedy dodamy już wszystkie zegary i uwzględnimy w ten sposób wszystkie efekty interferencyjne, powinniśmy podnieść rozmiar ostatecznego zegara do kwadratu, by w ten sposób obliczyć prawdopodobieństwo, że badany proces faktycznie zajdzie. Mechanizm wydaje się prosty. Spójrzmy jednak teraz na rysunek 10.2.



Rysunek 10.2. Ludzkie oko spoglądające na to, co dzieje się z układem

Co się stanie, jeśli spróbujemy się dowiedzieć, co robią elektrony po drodze do X i Y? Jedyny sposób, w jaki możemy sprawdzić, co się dzieje, to wywołać pewne oddziaływanie z układem, które oczywiście musi podlegać ogólnym regułom gry. W QED oznacza to, że musimy trzymać się zasad dotyczących rozgałęzień foton–elektron, gdyż nie dysponujemy niczym innym. Spróbujmy więc doprowadzić do oddziaływania z jednym z fotonów, który może zostać wyemitowany przez którykolwiek z początkowych elektronów, używając do tego prywatnego detektora fotonów – naszego oka. Zauważmy, że teraz stawiamy przed naszą teorią inne pytanie: „Jakie jest prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w X, elektronu w Y i fotonu w moim oku?”. Wiemy, co należy zrobić, by podać odpowiedź – powinniśmy w tym celu dodać do siebie wszystkie zegary powiązane z różnymi diagramami opisującymi proces

zaczynający się od dwóch elektronów, a kończący z jednym elektronem w X, drugim w Y i fotonem „w naszym oku”. Dokładniej mówiąc, powinniśmy też opisać oddziaływanie fotonu z naszym okiem. Choć wszystko to może początkowo wyglądać dość niewinnie, szybko wymyka się spod kontroli. I tak na przykład foton rozproszy się na elektronie znajdującym się w jednym z atomów w moim oku, co wywoła łańcuch zdarzeń ostatecznie prowadzący do tego, że w moim mózgu powstanie wrażenie zaobserwowania fotonu, a ja zyskam tym samym świadomość, że do mojego oka dotarł błysk światła. Tak więc by podać kompletny opis tego, co się dzieje, musimy ściśle określić położenia każdej z cząstek w moim mózgu, która może zareagować na pojawienie się fotonu. Dyskusja przywiodła nas już blisko do serca zagadnienia zwanego problemem pomiaru kwantowego.

Dotąd opisaliśmy w naszej książce dość szczegółowo metody obliczania prawdopodobieństw w fizyce kwantowej. Pozwalają nam one stwierdzić, że teoria kwantowa umożliwia precyzyjne określenie szans na to, iż w przeprowadzanym eksperymencie czy pomiarze otrzymamy pewien konkretny wynik. W całym rozumowaniu nie ma miejsca na niejednoznaczności, pod warunkiem że zachowamy się zgodnie z regułami gry i ograniczymy do obliczania prawdopodobieństw zajścia rozważanych zdarzeń. Jest jednak coś, co może budzić nasz niepokój. Wyobraźmy sobie eksperymentatora przeprowadzającego doświadczenie, w którym możliwe są tylko dwa wyniki: „tak” albo „nie”. Przypuśćmy, że faktycznie wykonuje on to doświadczenie – otrzyma wtedy rezultat „tak” albo „nie”, i z pewnością nie może zdarzyć się tak, że zaobserwuje obydwie te odpowiedzi jednocześnie. Na razie nie ma w tym nic dziwnego.

Wyobraźmy sobie teraz jakiś inny pomiar (to, co będzie mierzone, nie odgrywa roli) dokonywany w przyszłości przez drugiego eksperymentatora. Znów założymy, że rozważany pomiar dotyczy prostego doświadczenia, w którym jedyne możliwe rezultaty to „tyknięcie” albo „brak tyknięcia” jakiegoś licznika. Reguły fizyki kwantowej każą nam obliczać prawdopodobieństwo tego, że drugie doświadczenie zakończy się tyknięciem licznika, za pomocą sumowania zegarów odpowiadających wszystkim możliwościom

prowadzącym do takiego wyniku. Wśród tych możliwości mogą być takie, dla których pierwszy eksperymentator otrzymał w swoim doświadczeniu „tak”, i inne, dla których otrzymał „nie”. Dopiero kiedy uwzględnimy obie te opcje i dodamy do siebie zegary wiążące się z każdą z nich, otrzymamy prawidłową odpowiedź na pytanie o prawdopodobieństwo zanotowania „tyknięcia” w drugim doświadczeniu. Czy naprawdę tak jest? Czy rzeczywiście musimy pogodzić się z tym, że nawet gdy jakiś pomiar dał już pewien dobrze określony wynik, nadal należy uwzględniać w obliczeniach wszystkie początkowo dopuszczalne rezultaty? Czy raczej skoro pierwsze doświadczenie się zakończyło i otrzymaliśmy w nim wynik „tak” bądź „nie”, w opisie przyszłości powinniśmy już wykorzystywać tę wiedzę? Oznaczałoby to, że jeśli pierwszy eksperymentator zmierzył „tak”, to przy badaniu drugiego doświadczenia należy obliczać prawdopodobieństwo „tyknięcia” nie przy użyciu wszystkich początkowo dopuszczalnych możliwości, zawierających zarówno opcje „tak”, jak i „nie” jako wyniki pierwszego pomiaru, ale rozważając wyłącznie sposoby, na jakie świat może ewoluować od zdarzenia „pierwszy uczony zmierzył «tak»” do „w drugim eksperymencie zanotowano «tyknięcie»”. Oczywiście da to inną odpowiedź od tej, jaką otrzymalibyśmy, sumując wszystkie zegary, niezależnie od tego, czy opisywane przez nie losy układu zawierają wyniki „tak” czy „nie” zaobserwowane w pierwszym doświadczeniu. Jeśli chcemy więc z przekonaniem twierdzić, że dobrze rozumiemy, co się dzieje, musimy wiedzieć, który ze sposobów dokonywania obliczeń jest poprawny.

Jak sprawdzić, która z podanych wyżej wersji jest poprawna? Trzeba określić, czy w samym procesie pomiaru jest coś szczególnego. Czy zmienia on świat i powstrzymuje nas od dodawania do siebie kwantowych amplitud, czy raczej jest częścią olbrzymiej, skomplikowanej pajęczyny możliwości, które na zawsze współistnieją w zgodnej superpozycji? Jako istoty ludzkie intuicyjnie skłaniamy się ku myśleniu, że dokonanie pomiaru w danej chwili (powiedzmy dającego wynik „tak” albo „nie”) nieodwracalnie zmienia przyszłość. Gdyby było to prawdą, to do żadnego rezultatu jakiegoś późniejszego pomiaru nie mogłoby dojść za pośrednictwem dróg

prowadzących zarówno przez możliwość „tak”, jak i „nie”. Nie jest jednak jasne, czy rzeczywistość faktycznie tak wygląda, gdyż wydaje się, że zawsze istnieje pewne prawdopodobieństwo, iż w jakimś momencie przyszłości znajdziemy Wszechświat w stanie, do którego mógł dotrzeć i po trajektorii wiodącej przez „tak”, i po takiej, która wiodła przez „nie”. Interpretowane dosłownie prawa fizyki kwantowej nakazują nam dla takich stanów obliczać prawdopodobieństwa ich zajścia metodą sumowania zegarów opisujących obie te możliwości. Choć może się to wydawać bardzo dziwaczne, tak naprawdę nie różni się istotnie od sumowania po wszystkich możliwych historiach, z którym mieliśmy do czynienia prawie od początku naszej książki. Teraz tylko uznaliśmy, iż potraktujemy tę ideę na tyle poważnie, że zastosujemy ją również na poziomie ludzi i ich zachowań. Z tego punktu widzenia nie ma mowy o „problemie pomiaru”. Pojawia się on dopiero wtedy, gdy upieramy się, że akt pomiaru i otrzymany w nim wynik „tak” bądź „nie” naprawdę zmienia naturę rzeczy. Wówczas musimy jakoś wyjaśnić, co właściwie wywołuje tę zmianę i niszczy kwantową superpozycję.

Omawiane przez nas podejście do mechaniki kwantowej, odrzucające pogląd, jakoby przyroda za każdym razem, kiedy ktoś (albo coś) dokonuje jakiegoś pomiaru, wybierała nową wersję rzeczywistości, stanowi podstawę interpretacji, którą często określa się mianem „teorii wielu światów”. Jest ona bardzo atrakcyjna, gdyż pojawia się jako logiczna konsekwencja traktowania praw rządzących zachowaniem cząstek elementarnych na tyle poważnie, by stosować je do absolutnie wszystkich zjawisk. Równocześnie pociąga za sobą uderzające wnioski, gdyż każe nam wyobrażać sobie, że Wszechświat autentycznie jest superpozycją wszystkich możliwych zdarzeń, a świat, jaki postrzegamy (który zdaje się nam jak najbardziej rzeczywisty), bierze się wyłącznie z tego, że za każdym razem, gdy coś „mierzymy”, ulegamy złudzeniu, że następuje dekoherencja, czyli superpozycja zmienia się w konkretny stan. Inaczej mówiąc, moje świadome postrzeganie natury świata wynika z faktu, że szansa, by alternatywne (potencjalnie interferujące ze sobą) historie doprowadziły do tego samego „teraz”, jest

pomijalnie mała, a to oznacza, że można zignorować i samą interferencję.

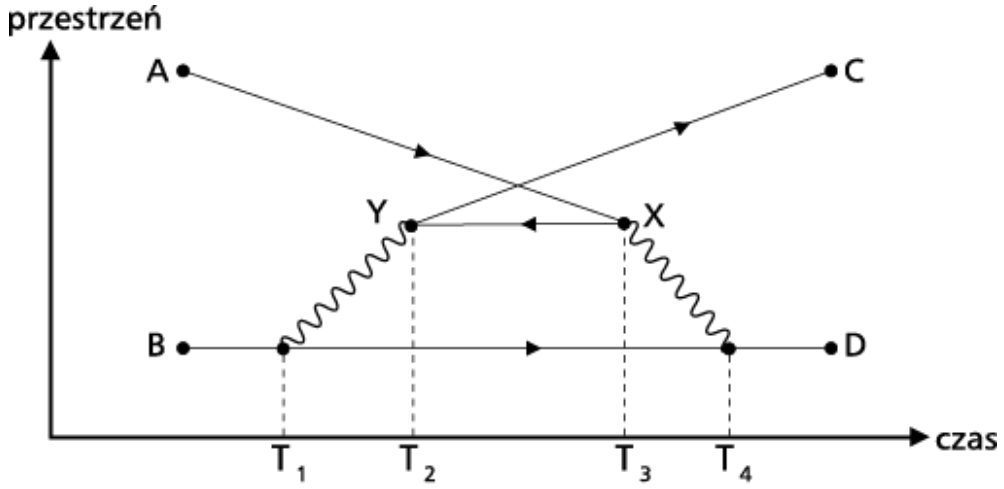
Jeśli pomiar naprawdę nie niszczy kwantowej superpozycji, to w pewnym sensie żyjemy wewnątrz jakiegoś olbrzymiego diagramu Feynmana, a nasze skłonności do myślenia, że na świecie występują konkretne, dobrze określone zdarzenia, są wyłącznie konsekwencją powierzchownego postrzegania rzeczywistości. Tak naprawdę można sobie wyobrazić, że w jakimś momencie naszej przyszłości przydarzy się nam coś, co będzie wymagało, byśmy w przeszłości wykonali dwie wzajemnie sprzeczne czynności. Omawiany efekt musiałby z pewnością być bardzo subtelny, gdyż różnica między „dostaniem pracy" a „niedostaniem pracy" ma wielki wpływ na nasze życie i niełatwo wyobrazić sobie scenariusz, w którym obydwa te zdarzenia prowadzą do identycznych wszechświatów w jakiejś chwili w przyszłości (pamiętaj, że powinniśmy dodawać do siebie tylko takie amplitudy, które prowadzą do identycznych stanów końcowych). W rozważanym przykładzie dwie możliwości, „dostanie pracy" i „niedostanie pracy", nie interferują ze sobą w istotnym stopniu i postrzegamy świat tak, jakby zaszła jedna z nich, a nie inna. Sprawy zaczynają wyglądać jednak mniej jednoznacznie, gdy różnica między dwoma scenariuszami staje się mniej radykalna. Jak się przekonaliśmy, przy badaniu oddziaływań między niewielką liczbą cząstek sumowanie po wszystkich możliwościach jest absolutnie konieczne. Olbrzymie liczby cząstek, z jakimi mamy do czynienia w życiu codziennym, oznaczają, że dwie zasadniczo różne konfiguracje atomów w danym momencie (na przykład odpowiadające dostaniu albo niedostaniu pracy) zwykle nie mają jednocześnie znaczących wkładów do jakiegoś przyszłego scenariusza, które mogłyby wywołać widoczne efekty interferencyjne. To z kolei powoduje, że możemy spokojnie przejść dalej, udając, że świat zmienił się nieodwracalnie w wyniku pomiaru, choć tak naprawdę nic podobnego się nie stało.

Te rozważania nie są jednak szczególnie istotne, gdy zabieramy się na serio do obliczania prawdopodobieństw konkretnych zdarzeń, które mogą zajść w faktycznie przeprowadzanym eksperymencie. Wtedy wystarczają nam poznane już reguły, które możemy

stosować, nie napotykając przy tym żadnych problemów. Pewnego dnia te pomyślne okoliczności mogą się zmienić – na razie jednak nie umiemy szukać doświadczalnie odpowiedzi na pytania o to, jak nasza przeszłość może wpływać na przyszłość za pomocą kwantowej interferencji. Ponieważ medytacje nad „prawdziwą naturą" świata (czy światów) opisywanego przez teorię kwantową mogą odsuwać naszą uwagę od autentycznego postępu nauki, powstała szkoła fizyków kierujących się maksymą: „zamknij się i licz", którzy zręcznie unikają jakichkolwiek dyskusji o rzeczywistości postrzeganych przez nas zjawisk.

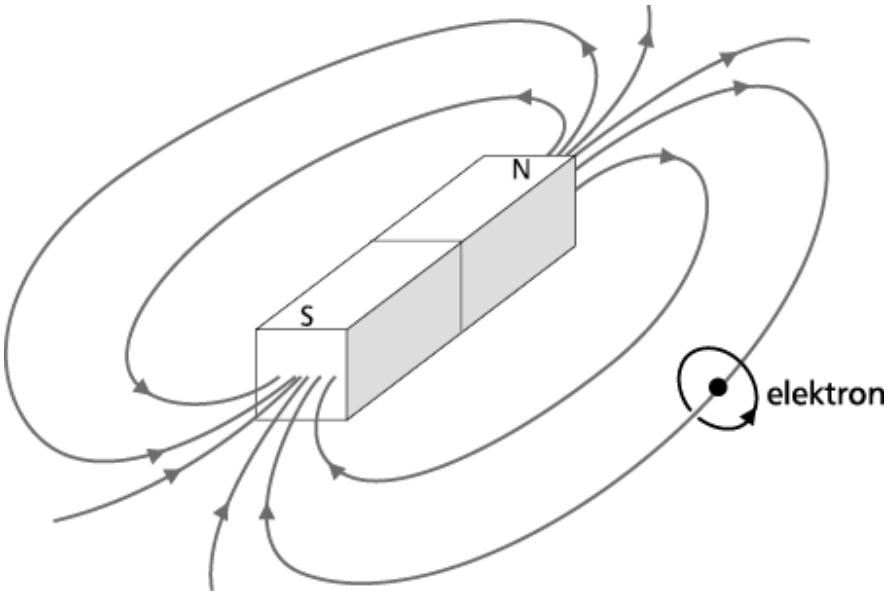
Antymateria

Wróćmy do naszego świata i przyjrzyjmy się rysunkowi 10.3, przedstawiającemu kolejny sposób, w jaki elektrony mogą się na sobie rozpraszać. Jeden z początkowych elektronów skacze z A do X, gdzie emituje foton. Do tej pory wszystko wygląda bardzo znajomo, ale po emisji fotonu elektron cofa się w czasie do Y, gdzie absorbuje inny foton i udaje się znów w przyszłość, gdzie w końcu możemy go wykryć w punkcie C. Opisywany diagram nie łamie żadnej z reguł rządzących skokami i rozgałęzieniami, gdyż elektron podróżuje przez przestrzeń, emitując i absorbując fotony, tak jak nakazuje to teoria. Przedstawiany przezeń proces jest więc dopuszczalny, a jak sugeruje tytuł rozdziału, jeśli coś może się zdarzyć, to się zdarza. Równocześnie wydaje się to przeczyć zdrowemu rozsądkowi, gdyż wymaga poważnego potraktowania idei elektronu podróżującego wstecz w czasie. Do fantastyki naukowej scenariusz taki pasuje wyśmienicie, ale łamanie zasady przyczynowości niewątpliwie nie jest dobrą metodą na konstruowanie wszechświata. Co więcej, sugerowałoby to też, że teoria kwantowa jest sprzeczna z Einsteinowską szczególną teorią względności.



Rysunek 10.3. Antymateria albo... elektron podróżujący wstecz w czasie

Co fascynujące, ta konkretna wersja podróży w czasie cząstek subatomowych okazuje się faktycznie dopuszczalna, z czego zdał sobie sprawę w 1928 roku Dirac. Aby przekonać się, że nie jest aż tak bezsensowna, jak może się wydawać na pierwszy rzut oka, spróbujmy przeinterpretować proces pokazany na rysunku 10.3 z bliższej nam, „wiodącej w przód w czasie" perspektywy. W tym celu prześledzimy wydarzenia przedstawione na diagramie od lewej do prawej. Zacznijmy od czasu T = 0, w którym świat zawiera wyłącznie dwa elektrony znajdujące się w punktach A i B. Ten stan trwa do chwili T_1, kiedy to dolny elektron emituje foton; między czasami T_1, i T_2 świat zawiera dwa elektrony i foton. W chwili T_2 foton ginie; zastępuje go elektron (który ostatecznie wyląduje w C) i inna cząstka (która skończy swoją podróż w X). Nie chcemy nazywać tej nowej cząstki elektronem, gdyż jest ona raczej „elektronem podróżującym wstecz w czasie". Pojawia się naturalne pytanie: jak wygląda elektron podróżujący wstecz w czasie z perspektywy kogoś poruszającego się w czasie do przodu?



Rysunek 10.4. Elektron okrążający magnes

Aby na nie odpowiedzieć, wyobraźmy sobie kręcenie kamerą wideo filmu pokazującego elektron poruszający się w okolicy magnesu (spójrz na rysunek 10.4). O ile tylko elektron nie podróżuje zbyt szybko[46], będzie się poruszać po okręgu. Jak już mówiliśmy wcześniej, fakt, że tor lotu elektronów odchyla się na skutek działania magnesu, stanowi podstawową ideę stojącą za konstrukcją używanych dawniej monitorów czy telewizorów kineskopowych czy, co zapewne brzmi bardziej interesująco, akceleratorów cząstek, w tym Wielkiego Zderzacza Hadronów. Wyobraźmy sobie następnie, że odtwarzamy nakręcony film od tyłu. Zobaczylibyśmy wtedy na ekranie „poruszający się wstecz w czasie elektron" krążący wokół magnesu w przeciwnym kierunku. Z punktu widzenia fizyka puszczony od tyłu film będzie wyglądał tak jak zwykłe, normalnie odtworzone nagranie pokazujące cząstkę nieróżniącą się od elektronu niczym oprócz tego, że wydaje się ona mieć dodatni ładunek elektryczny. Otrzymaliśmy tym samym odpowiedź na nasze pytanie: elektrony podróżujące wstecz w czasie wyglądałyby z naszej perspektywy jak „elektrony o dodatnim ładunku". Tak więc jeśli naprawdę podróżują one wstecz w czasie, to spodziewamy się, że natkniemy się na nie jako na „elektrony o dodatnim ładunku".

Takie cząstki naprawdę istnieją, a nazywa się je „pozytonami". Dirac wprowadził je do teorii w 1931 roku, by rozwiązać problem pojawiający się w jego kwantowomechanicznym równaniu na elektron. Problem polegał na tym, że wydawało się, iż równanie przewiduje istnienie cząstek o ujemnej energii. Później Dirac napisał zdania, które pozwalają zrozumieć w pewnym stopniu jego sposób myślenia, a zwłaszcza silne przekonanie o poprawności przeprowadzonych rozumowań matematycznych: „Pogodziłem się z tym, że stanów o ujemnej energii nie sposób wykluczyć z teorii matematycznej, a więc uznałem, że należy poszukać dla nich fizycznej interpretacji".

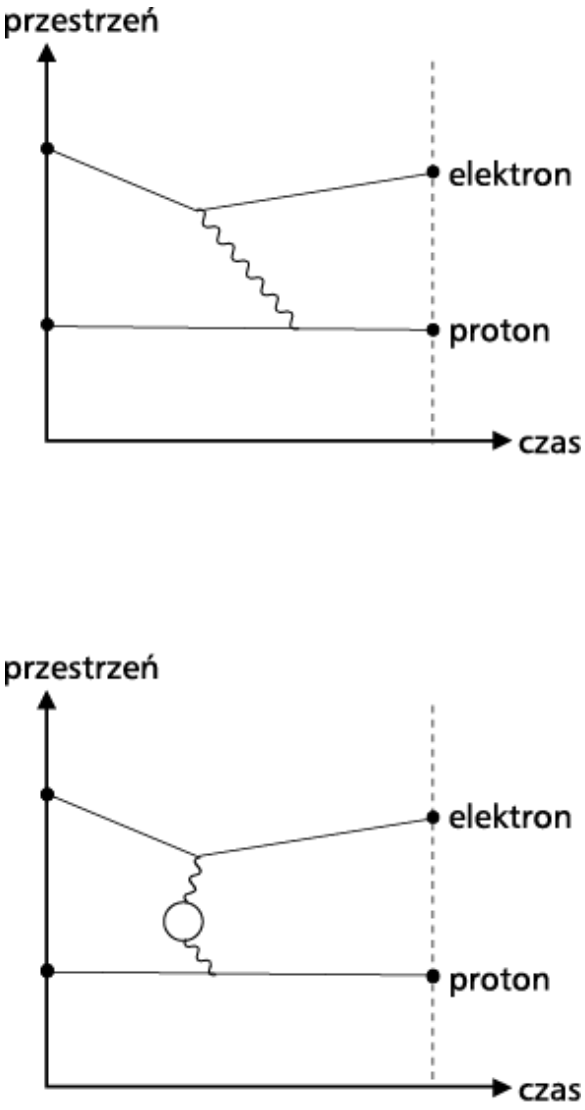
Niewiele ponad rok później, i podobno nie wiedząc nic o przewidywaniach Diraca, Carl Anderson zauważył podczas obserwacji cząstek pochodzących z promieniowania kosmicznego w swoim zestawie doświadczalnym dziwne ślady. Doszedł do wniosku, że „wydaje się konieczne, by odwołać się do dodatnio naładowanej cząstki o masie porównywalnej z masą elektronu". Kolejny raz widzimy przykład niezwykłej siły rozumowań matematycznych. Aby wyjaśnić otrzymane wyniki matematyczne, Dirac wprowadził koncepcję nowej cząstki – pozytonu, a kilkanaście miesięcy później została ona odnaleziona wśród produktów wysokoenergetycznych zderzeń związanych z promieniowaniem kosmicznym. Pozytony dają nam pierwszą okazję do spotkania się z tym, co w fantastyce naukowej pojawia się bardzo regularnie – z antymaterią.

Uzbrojeni w interpretację podróżujących w czasie elektronów jako pozytonów, możemy dokończyć wyjaśnianie rysunku 10.3. Chcemy powiedzieć, że kiedy foton dociera do Y w chwili T_2, rozpada się tam na elektron i pozyton. Każdy z nich przesuwa się do przodu w czasie do chwili T_3, kiedy to pozyton z Y dociera do X, by połączyć się tam z początkowym górnym elektronem, produkując foton. Ten foton z kolei przeżywa do czasu T_4, a następnie zostaje zaabsorbowany przez dolny elektron.

Wszystko to może wydawać się nieco naciągane: antycząstki pojawiły się w naszej teorii, ponieważ pozwoliliśmy cząstkom

podróżować wstecz w czasie. Nasze reguły dotyczące skoków i rozgałęzień dopuszczają, by cząstki skakały w czasie w przód i w tył i choć odruchowo chcielibyśmy uznać, że takich zachowań należałoby zabronić, okazuje się, że nie powinniśmy, a nawet nie wolno nam ich wykluczać. Co więcej, paradoksalnie to wtedy, gdy nie dopuścilibyśmy do skoków cząstek wstecz w czasie, doszłoby do złamania zasady przyczynowości. Brzmi to dziwacznie, gdyż na pierwszy rzut oka można by sądzić, że powinno być dokładnie odwrotnie.

Tymczasem okazuje się, że wszystko nieprzypadkowo pasuje do siebie i sugeruje istnienie pewnej głębszej struktury matematycznej. Tak naprawdę może już wcześniej, czytając ten rozdział, doszedłeś do wniosku, że reguły dotyczące skoków i rozgałęzień cząstek zostały wybrane dość arbitralnie. Czy nie moglibyśmy wymyślić jakichś nowych zasad rządzących rozgałęzieniami i zmodyfikować tych związanych ze skokami, a następnie zbadać konsekwencji takich zmian? Cóż, jeśli zrobilibyśmy coś takiego, niemal z pewnością skonstruowalibyśmy kiepską teorię – na przykład taką, która łamie zasadę przyczynowości. Fundamentalna struktura matematyczna kryjąca się za regułami dotyczącymi skoków i rozgałęzień nosi nazwę kwantowej teorii pola (QFT[47]). Co fascynujące, jest ona *jedyną* teorią kwantową miniaturowych cząstek, która pozostaje w zgodzie ze szczególną teorią względności. Kiedy posłużymy się aparatem QFT, przekonamy się, że reguły skoków i rozgałęzień są ściśle ustalone i nasza początkowa swoboda wyboru znika. To bardzo istotny fakt dla uczonych poszukujących fundamentalnych praw, ponieważ wykorzystanie „symetrii” do odrzucenia innych możliwości sugeruje, że Wszechświat po prostu musi być „właśnie taki”, a to z kolei powoduje, że mamy wrażenie, iż lepiej wszystko rozumiemy. W ostatnim zdaniu użyliśmy słowa „symetria” i jest ono tu jak najbardziej odpowiednie, ponieważ teorie Einsteina można postrzegać jako narzucające związane z symetrią ograniczenia na strukturę przestrzeni i czasu. Inne „symetrie” ograniczają dopuszczalne zasady skoków i rozgałęzień. Spotkamy się z nimi na chwilę w następnym rozdziale.



Rysunek 10.5. Atom wodoru

Zanim pożegnamy się z QED, powinniśmy jeszcze wrócić do jednej sprawy. Przypomnijmy, że wykład otwierający konferencję w Shelter Island dotyczył przesunięcia Lamba, anomalii w widmie wodoru, której nie dało się wyjaśnić przy użyciu teorii kwantowej Heisenberga i Schrödingera. Pierwsze, przybliżone rachunki sugerujące odpowiedź podał już tydzień później Hans Bethe. Rysunek 10.5 pokazuje atom wodoru widziany z perspektywy QED. Oddziaływanie elektromagnetyczne wiążące ze sobą elektron i proton można przedstawić w postaci szeregu coraz to bardziej złożonych

diagramów Feynmana, tak jak dla pary oddziałujących ze sobą elektronów z rysunku 10.1. Na rysunku 10.5 pokazaliśmy dwa najprostsze diagramy. Przed odkryciem QED obliczenia poziomów energetycznych elektronu uwzględniały wyłącznie górny diagram, odpowiadający elektronowi uwięzionemu w studni potencjału wytworzonego przez proton. Jak się jednak przekonaliśmy, podczas oddziaływania może się wydarzyć wiele innych sytuacji. Drugi z diagramów widocznych na rysunku 10.5 przedstawia foton zamieniający się na chwilę w parę elektron–pozyton; taki proces też trzeba wziąć pod uwagę przy obliczaniu dopuszczalnych poziomów energetycznych elektronu. Ten i wiele innych diagramów daje do obliczeń wkład prowadzący do małych poprawek do zasadniczego wyniku[48]. Bethe prawidłowo obliczył istotne wkłady pochodzące od diagramów z „pojedynczą pętlą", takich jak ten na rysunku i odkrył, że przesuwają one lekko poziomy energetyczne, a więc i wpływają na obserwowane widmo świetlne. Otrzymany przez niego wynik zgadzał się z pomiarami Lamba. Inaczej mówiąc, QED zmusza nas do wyobrażania sobie atomu wodoru jako buzującej kakofonii powstających i znikających cząstek subatomowych. Przesunięcie Lamba dało ludzkości okazję pierwszego bezpośredniego zetknięcia się z tymi na poły magicznymi fluktuacjami kwantowymi.

Niedługo potem pałeczkę przejęło dwóch innych uczestników konferencji w Shelter Island, Richard Feynman i Julian Schwinger, i w ciągu kilku lat QED przybrała postać, pod jaką znamy ją dzisiaj – prototypowej kwantowej teorii pola i wzorca dla teorii opisujących oddziaływania słabe i silne – które to teorie wkrótce zostały odkryte. Feynman, Schwinger i japoński fizyk Shin'ichirō Tomonaga otrzymali w 1965 roku Nagrodę Nobla za „fundamentalne prace dotyczące elektrodynamiki kwantowej, które miały głębokie konsekwencje dla fizyki cząstek elementarnych". Teraz zwrócimy się właśnie ku tym głębokim konsekwencjom.

41 Od angielskiego *quantum electrodynamics* (przyp. tłum.).

42 Propagator nie tylko obraca wskazówki, lecz także kurczy zegar, aby zapewnić, że w chwili T całkowite prawdopodobieństwo znalezienia cząstki gdzieś we Wszechświecie będzie wynosiło 1.

43 Wcześniej spotkaliśmy tę ideę w rozdziale 7, gdy zmagaliśmy się z regułą wykluczania Pauliego.

44 Uwaga ta ma charakter czysto techniczny – reguły kurczenia i obracania zegarów, jakie spotkaliśmy do tej pory w naszej książce, nie uwzględniały efektów wynikających ze szczególnej teorii względności. Wzięcie pod uwagę takich efektów, nieuchronne, jeśli mamy opisywać fotony, powoduje, że reguły obracania zegarów dla elektronów i dla fotonów różnią się od siebie.

45 Stała g jest związana ze stałą struktury subtelnej wzorem

$$\alpha = \frac{g^2}{4\pi}$$

46 To techniczne zastrzeżenie zapewnia, że elektron odczuwa w każdym momencie z grubsza równą co do wielkości siłę magnetyczną.

47 Od angielskiego *quantum field theory*.

48 Podstawowy wynik (bez poprawek z QED) został po raz pierwszy przewidziany przez Bohra w 1913 roku.

11

Pusta przestrzeń nie jest pusta

Nie wszystko na świecie bierze się z oddziaływań między cząstkami naładowanymi elektrycznie. QED nie wyjaśnia „silnych procesów jądrowych” wiążących kwarki wewnątrz protonów i neutronów ani „słabych procesów jądrowych” powodujących, że każdego dnia świeci Słońce. Nie możemy napisać książki o teorii kwantowej, nie wspominając o połowie sił fundamentalnych, zajmiemy się więc nimi w pierwszej części tego rozdziału, by później przejść do rozważania pustej przestrzeni. Przekonamy się wówczas, że próżnia jest bardzo ciekawym miejscem, pełnym możliwości i przeszkód, z którymi muszą sobie radzić cząstki.

Pierwszą rzeczą, jaką należy podkreślić, jest to, że słabe i silne oddziaływania jądrowe są opisywane przez to samo teoretyczne podejście związane z kwantową teorią pola, które przedstawiliśmy, omawiając QED. Właśnie w tym sensie prace Feynmana, Schwingera i Tomonagi miały głębokie konsekwencje. Zebrana w jedno teoria trzech wspomnianych wyżej oddziaływań nosi skromną nazwę Modelu Standardowego fizyki cząstek. Gdy piszemy tę książkę, Model Standardowy jest poddawany testom sięgającym jego granic stosowalności przy użyciu największego i najbardziej skomplikowanego urządzenia zbudowanego w historii ludzkości: znajdującego się w CERN Wielkiego Zderzacza Hadronów (LHC[49]). Sformułowanie mówiące o „granicach stosowalności” jest jak najbardziej uzasadnione, gdyż, jeśli nie uwzględni się jakiegoś nieodkrytego do tej pory czynnika, w wypadku energii występujących przy zderzeniach mknących niemal z prędkością światła przez LHC protonów, Model Standardowy przestaje

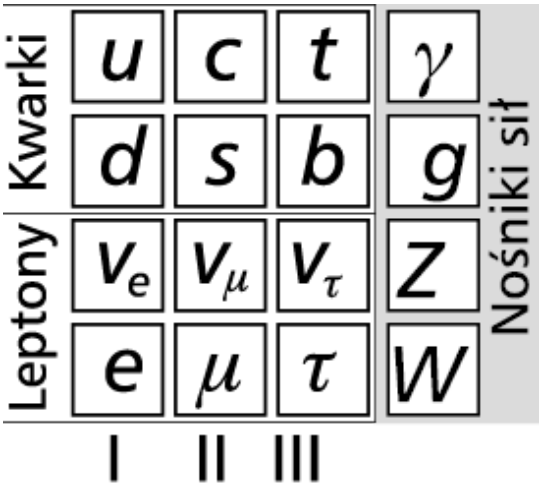
prowadzić do sensownych przewidywań. Posługując się językiem naszej książki, można powiedzieć, że reguły kwantowe zaczynają wówczas generować zegary o wskazówkach dłuższych od 1, co oznacza, iż pewne procesy związane ze słabymi oddziaływaniami jądrowymi miałyby zachodzić z prawdopodobieństwem większym niż 100%. To oczywiście nie ma żadnego sensu i każe nam wnioskować, że doświadczenia przeprowadzane w LHC muszą zakończyć się odkryciem czegoś nowego. Wyzwanie stojące przed fizykami polega na znalezieniu tego czegoś pośród setek milionów zderzeń protonów zachodzących każdej sekundy sto metrów pod ziemią u podnóży wzgórz Jury.

Model Standardowy zawiera potencjalny lek na chorobę dysfunkcyjnych prawdopodobieństw. Nosi on nazwę „mechanizmu Higgsa" i przewiduje, że eksperymentatorzy pracujący przy LHC powinni wykryć kolejną cząstkę przyrody, bozon Higgsa, a tym samym wywołać zasadniczą zmianę w naszym postrzeganiu pustej przestrzeni. Do mechanizmu Higgsa jeszcze wrócimy, najpierw jednak powinniśmy przedstawić krótkie wprowadzenie do odnoszącego triumfy, a jednak trzeszczącego w szwach Modelu Standardowego.

Model Standardowy fizyki cząstek

Na rysunku 11.1 przedstawiliśmy wszystkie znane cząstki. Są one podstawowymi składnikami, z których jest zbudowany nasz Wszechświat. Domyślamy się jednak, że może ich być więcej – być może kiedyś odkryjemy nową cząstkę związaną z występującą w wielkich ilościach, ale wciąż tajemniczą ciemną materią, która zdaje się niezbędna do wyjaśnienia zachowania kosmosu w wielkiej skali. A może znajdziemy supersymetryczne cząstki pojawiające się w teorii strun. Albo wzbudzenia Kaluzy–Kleina, charakterystyczne dla dodatkowych wymiarów przestrzennych. Albo technikwarki, leptokwarki czy... Teoretycznych spekulacji nie brakuje i zadaniem eksperymentatorów z CERN jest zawężenie listy dopuszczalnych

możliwości, odrzucenie błędnych teorii i wskazanie właściwego kierunku badań.



Rysunek 11.1. Cząstki przyrody

Wszystko, co możesz zobaczyć lub dotknąć; każda nieożywiona maszyna, każde zwierzę i każda roślina, każda skała i każdy człowiek na Ziemi, każda planeta i każda gwiazda w jednej z 350 miliardów galaktyk obserwowalnego Wszechświata jest zbudowane z czterech cząstek leżących w pierwszej kolumnie. Sam składasz się zaledwie z trzech z nich: kwarków górnego i dolnego oraz elektronu. Kwarki tworzą jądra atomów w twoim ciele, a elektrony, jak mówiliśmy wcześniej, odpowiadają za całą chemię. Pozostała cząstka z pierwszej kolumny, neutrino elektronowe, może ci być słabiej znana, ale co sekundę przez każdy centymetr kwadratowy twojego ciała przelatuje około 60 miliardów właśnie takich pochodzących ze Słońca neutrin. W większości przenikają one bez żadnych przeszkód przez ciebie i przez całą Ziemię, i to dlatego nigdy żadnego z nich nie zobaczyłeś ani nie poczułeś. Przekonasz się jednak wkrótce, że odgrywają one zasadniczą rolę w procesach napędzających Słońce, a więc w ostatecznym rachunku umożliwiają ci przeżycie.

Te cztery cząstki tworzą tak zwaną pierwszą generację materii i wraz z czterema fundamentalnymi siłami występującymi

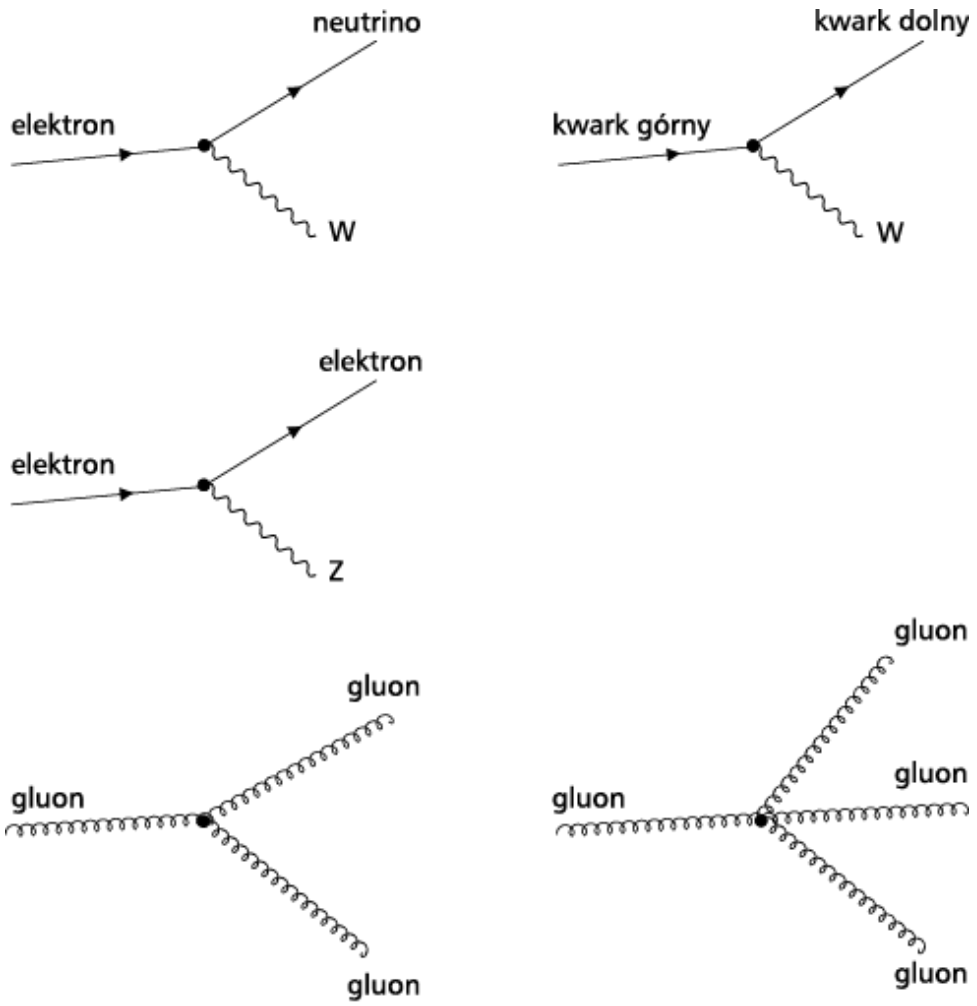
w przyrodzie mogłyby być wszystkim, co jest konieczne do budowy Wszechświata. Z powodów, których jeszcze nie rozumiemy, przyroda zdecydowała się podarować nam dwie kolejne generacje, będące klonami tej pierwszej, różniącymi się od niej wyłącznie tym, że należące do nich cząstki są masywniejsze. Umieściliśmy je w drugiej i trzeciej kolumnie rysunku 11.1. W szczególności kwark wysoki jest dużo masywniejszy od innych cząstek elementarnych. Został odkryty w 1995 roku w Tevatronie, akceleratorze znajdującym się w Fermilabie w okolicy Chicago, a pomiar jego masy pokazał, że jest ponad 180 razy cięższy od protonu. Powód, dla którego kwark wysoki ma tak wielką masę, jednocześnie będąc, tak samo jak elektron, cząstką punktową, pozostaje tajemnicą. Choć dodatkowe generacje materii nie odgrywają bezpośredniej roli w codziennym biegu spraw we Wszechświecie, wygląda na to, że w chwilach tuż po Wielkim Wybuchu były bardzo istotne... ale to już inna historia.

Na rysunku 11.1, w ostatniej kolumnie po prawej stronie, umieściliśmy też cząstki będące nośnikami sił. W tablicy nie znajdziesz grawitacji, gdyż wciąż nie znamy kwantowej teorii tej siły, która pasowałaby w satysfakcjonujący sposób do Modelu Standardowego. Nie oznacza to, że taka teoria nie istnieje – na przykład teoria strun stanowi próbę pogodzenia grawitacji z Modelem Standardowym, ale na razie nie osiągnęła ona zbyt dużych sukcesów. Ponieważ grawitacja jest w porównaniu z innymi siłami bardzo słaba, nie odgrywa istotnej roli w eksperymentach związanych z fizyką cząstek, a więc z tego praktycznego powodu nie będziemy się nią tu dalej zajmować. W ostatnim rozdziale dowiedzieliśmy się, że foton odpowiada za przenoszenie oddziaływań elektromagnetycznych między cząstkami naładowanymi elektrycznie oraz że jego zachowanie wyznacza nowa reguła rządząca rozgałęzieniami. W wypadku słabych oddziaływań jądrowych podobną funkcję spełniają cząstki W i Z, silne oddziaływania jądrowe są zaś przenoszone przez gluony. Podstawowe różnice w kwantowych opisach tych oddziaływań biorą się stąd, że różne są odpowiednie zasady dotyczące dopuszczalnych rozgałęzień. Jest to (niemal) tak proste – niektóre z nowych możliwych rozgałęzień naszkicowaliśmy na rysunku 11.2. Podobieństwo do QED pozwala

nam łatwo zrozumieć mechanizmy rządzące słabymi i silnymi oddziaływaniami jądrowymi – gdy tylko ustalimy, jak wyglądają reguły rządzące rozgałęzieniami, możemy zabrać się do rysowania diagramów Feynmana, tak samo jak robiliśmy to dla QED w poprzednim rozdziale. Na szczęście okazuje się, że zmiana zasad dotyczących rozgałęzień radykalnie wpływa na rzeczywistość fizyczną.

Gdyby był to podręcznik fizyki cząstek, pewnie zaczęlibyśmy teraz wyliczać reguły rozgałęzień dla każdego z procesów pokazanych na rysunku 11.2, jak również dla wielu innych. Reguły te, zwane regułami Feynmana, pozwoliłyby następnie nam, albo programowi komputerowemu, obliczyć prawdopodobieństwo zajścia każdego z tych procesów, tak jak opisaliśmy to w poprzednim rozdziale dla QED. Reguły Feynmana zawierają pewne fundamentalne informacje o świecie i to, że potrafimy je zapisać przy użyciu kilku prostych rysunków i dotyczących ich zasad, szalenie ułatwia pracę. Nie piszemy jednak podręcznika fizyki cząstek, skupimy się więc raczej na jednym diagramie, widniejącym u góry po prawej stronie, gdyż opisuje on rozgałęzienie szczególnie istotne dla życia na Ziemi. Przedstawia bowiem kwark górny przekształcający się w kwark dolny i emitujący przy tym cząstkę W. Odpowiedni proces odbywa się na wielką skalę i z bardzo poważnymi konsekwencjami w jądrze Słońca.

Słońce to gazowe morze protonów, neutronów i fotonów o objętości miliony razy większej od Ziemi, zapadające się pod wpływem własnej grawitacji. Brutalna kompresja rozgrzewa jego jądro do temperatury sięgającej 15 milionów stopni, w której protony zaczynają się łączyć ze sobą, tworząc jądra helu. Proces fuzji wyzwala energię, która z kolei zwiększa ciśnienie na zewnętrzne warstwy gwiazdy, równoważąc przyciąganie grawitacyjne skierowane ku jej środkowi. W epilogu książki przyjrzymy się temu delikatnemu balansowaniu bardziej szczegółowo, ale na razie chcemy zrozumieć, co dokładnie oznaczają słowa „protony zaczynają się łączyć ze sobą”.



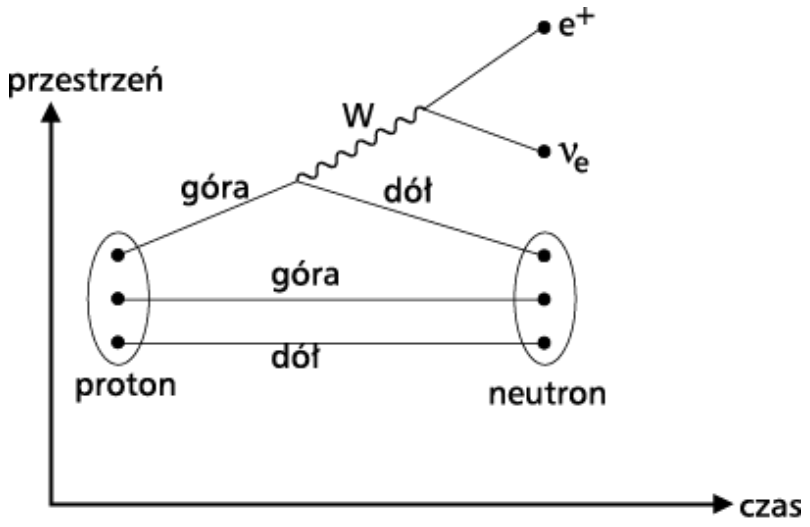
Rysunek 11.2. Niektóre z reguł rządzących rozgałęzieniami dla słabych i silnych oddziaływań jądrowych

Sformułowanie to wydaje się dość proste, ale precyzyjny mechanizm fuzji zachodzącej w jądrze Słońca stanowił temat burzliwej dyskusji naukowej w latach dwudziestych i trzydziestych XX wieku. Brytyjski uczony Arthur Eddington jako pierwszy przedstawił koncepcję mówiącą, że źródłem energii Słońca jest fuzja jądrowa. Szybko zwrócono mu uwagę na fakt, że zgodnie z akceptowanymi wówczas prawami fizyki temperatura wewnątrz naszej gwiazdy zdawała się o wiele za niska na to, by mogły w niej zachodzić podobne procesy. Eddington upierał się jednak przy swoim pomyśle, wypowiadając słynną ripostę: „Hel, z którym mamy do czynienia, musiał powstać w jakimś momencie i w jakimś miejscu. Nie mamy

zamiaru kłócić się z krytykami, którzy twierdzą, że gwiazdy nie są dość gorące, by mógł w nich zachodzić taki proces; proponujemy im, żeby udali się na poszukiwanie cieplejszego miejsca".

Problem polega na tym, że kiedy dwa poruszające się z dużymi prędkościami w jądrze Słońca protony zbliżą się do siebie, zaczynają się odpychać w wyniku oddziaływania elektromagnetycznego (albo, w języku QED, na skutek wymiany fotonu). Aby połączyć się ze sobą, muszą znaleźć się na tyle blisko, by niemal się na siebie nałożyć, a jak Eddington i inni współcześni mu fizycy dobrze wiedzieli, słoneczne protony nie są wystarczająco szybkie (ponieważ Słońce nie jest dość gorące), by przezwyciężyć wzajemne odpychanie elektromagnetyczne.

Odpowiedź na związaną z tym zagadkę polega na odkryciu, że sytuację ratuje wkraczająca na scenę cząstka W. Któryś z protonów biorących udział w zderzeniu ulega nagle przemianie w neutron, zmieniając jeden ze swoich kwarków górnych w kwark dolny, tak jak przewiduje to jedna z reguł rządzących rozgałęzieniami pokazana na rysunku 11.2. Nowo utworzony neutron i drugi proton mogą zbliżyć się do siebie na dowolnie małą odległość, gdyż neutron nie niesie żadnego ładunku elektrycznego. W języku kwantowej teorii pola powiedzielibyśmy, że nie może dojść do wymiany fotonu, która odepchnęłaby proton i neutron od siebie. Oswobodzone od odpychania elektromagnetycznego proton i neutron mogą połączyć się ze sobą (w wyniku silnego oddziaływania jądrowego), tworząc deuteron, który wkrótce przekształca się w hel, uwalniając w gwieździe życiodajną energię. Cały proces naszkicowaliśmy na rysunku 11.3, który pokazuje też, że cząstka W nie przeżywa zbyt długo – rozpada się na pozyton i neutrino, i to właśnie tak powstają neutrina, które w olbrzymich ilościach przedostają się w każdej sekundzie przez twoje ciało. Okazuje się, że Eddington, uparcie broniąc koncepcji fuzji jądrowej jako źródła energii słonecznej, miał rację, choć nie potrafił w pełni uzasadnić swojego stanowiska. Odgrywająca tak fundamentalną rolę cząstka W, razem ze swoim partnerem, cząstką Z, została ostatecznie odkryta w CERN w latach osiemdziesiątych XX wieku.



Rysunek 11.3. Przemiana protonu w neutron w wyniku słabego rozpadu, której towarzyszy emisja pozytonu i neutrina. Bez tego procesu Słońce nie mogłoby płonąć.

Na zakończenie naszego krótkiego omówienia Modelu Standardowego powiemy kilka słów o silnych oddziaływaniach jądrowych. Odpowiednie reguły rozgałęzień pozwalają wyłącznie na to, by kwarki rozpadały się na gluony. Tak naprawdę prawdopodobieństwo takich zdarzeń jest większe niż prawdopodobieństwo uczestnictwa kwarków w jakimkolwiek innym procesie. Ta wyraźna tendencja do emitowania gluonów wyjaśnia źródło nazwy oddziaływania silnego i powstrzymuje dodatnio naładowany proton od eksplozji, do jakiej doszłoby w nim, gdyby uwzględnić jedynie odpychanie elektromagnetyczne. Na szczęście silne oddziaływania jądrowe mają wyjątkowo krótki zasięg. Gluony zwykle podróżują na odległości rzędu zaledwie jednego femtometra (10^{-15} m), a następnie ulegają kolejnym rozgałęzieniom. Powodem, dla którego wpływ gluonów sięga tak blisko, podczas gdy fotony potrafią przeskoczyć przez cały Wszechświat, jest to, że mogą się one również rozpadać na inne gluony, jak pokazaliśmy to na dwóch ostatnich diagramach rysunku 11.2. Ta zdolność gluonów sprawia, że oddziaływania silne mają zasadniczo inny charakter niż elektromagnetyczne i w praktyce występują wyłącznie wewnątrz jąder atomowych. Fotony nie mogą ulegać takim

samorozgałęzieniom, i powinno nas to bardzo cieszyć – gdyby było inaczej, nie mielibyśmy szans na ujrzenie świata przed naszymi oczyma, gdyż biegnące ku nam fotony ulegałyby rozproszeniu na tych podróżujących w poprzek naszej linii wzroku. To, że w ogóle coś widzimy, stanowi jeden z cudów przyrody i bardzo jasno pokazuje nam, że fotony bardzo rzadko ze sobą oddziałują.

Nie wyjaśniliśmy, skąd biorą się te wszystkie zasady, i nie wyjaśniliśmy też, dlaczego Wszechświat zawiera właśnie takie, a nie inne cząstki. Nie było to pozbawione przyczyn: tak naprawdę nie znamy odpowiedzi na żadne z tych pytań. Cząstki tworzące nasz Wszechświat – elektrony, neutrina i kwarki – odgrywają główne role w roztaczającym się przed nami kosmicznym teatrze, ale na razie nie umiemy w przekonujący sposób wytłumaczyć, skąd wzięła się właśnie taka obsada.

Możemy jednak powiedzieć przynajmniej, że kiedy dysponujemy już listą cząstek, to potrafimy do pewnego stopnia przewidzieć sposoby oddziaływania ich ze sobą, zakodowane za pomocą reguł rządzących rozgałęzieniami. Te ostatnie nie zostały wzięte przez fizyków z powietrza – w każdym konkretnym przypadku ich postać wynika z fundamentalnego założenia, że teoria opisująca oddziaływania cząstek ze sobą to kwantowa teoria pola, wzmocniona koncepcją zwaną symetrią cechowania. Omówienie tego, w jaki sposób dochodzi się do reguł rozgałęzień, zabrałoby nas daleko poza główny nurt naszej książki, chcemy jednak ponownie podkreślić, że podstawowe fakty są bardzo proste: Wszechświat jest zbudowany z cząstek, które poruszają się i oddziałują ze sobą zgodnie z pewnymi regułami opisującymi skoki i rozgałęzienia. Reguły te możemy wykorzystać do obliczenia prawdopodobieństwa, że zajdzie „coś” konkretnego, dodając w tym celu do siebie odpowiedni zestaw zegarów – po jednym dla każdego sposobu, w jaki do tego „czegoś” może dojść.

Źródło masy

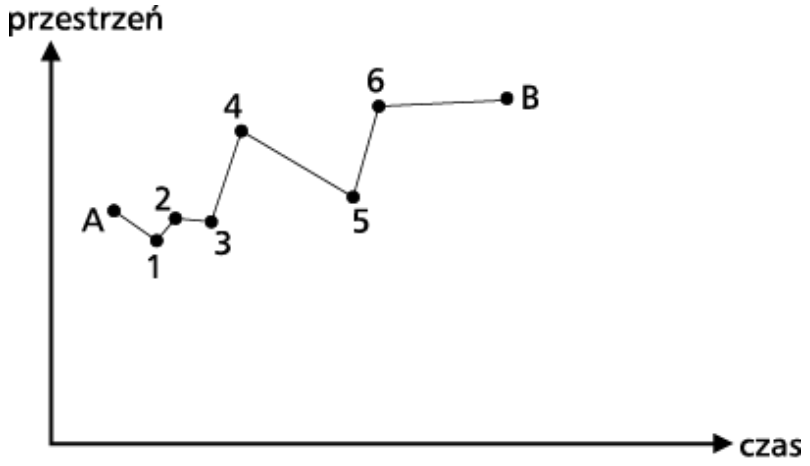
Przedstawiając ideę, zgodnie z którą cząstki mogą nie tylko skakać z miejsca na miejsce, ale też podlegać rozgałęzieniom, wkroczyliśmy w domenę kwantowej teorii pola. Zasadniczo rzecz biorąc, skoki i rozgałęzienia zawierają w sobie całość tej teorii. Pominęliśmy jednak w naszej dyskusji kwestię masy, a wynikało to z chęci zostawienia sobie najlepszego na koniec.

Współczesna fizyka stara się odpowiedzieć na pytanie „jakie jest źródło masy", a do podania odpowiedzi wykorzystuje piękną i subtelną koncepcję fizyczną oraz nową cząstkę – nową w tym sensie, że nie spotkaliśmy jej jeszcze w naszej książce, a ludzie na Ziemi prawdopodobnie zdali sobie po raz pierwszy sprawę z tego, że napotkali ją niejako „twarzą w twarz", dopiero w 2012 roku. Cząstkę tę nazywa się bozonem Higgsa. Kiedy przygotowywaliśmy pierwsze wydanie tej książki, we wrześniu 2011 roku, w danych uzyskiwanych w LHC pojawiały się fascynujące elementy sugerujące wystąpienie obiektu przypominającego ów bozon, ale odpowiednich zdarzeń[50] nie było na tyle wiele, by można na ich podstawie podjąć jednoznaczną decyzję, czy został on zaobserwowany. Napisaliśmy wtedy: „może się okazać, że kiedy czytasz tę książkę, sytuacja uległa już zmianie i cząstka Higgsa jest częścią rzeczywistości; może też być i tak, że budzące zainteresowanie fizyków sygnały po bliższej analizie okazały się mylące". Cóż, sytuacja faktycznie się zmieniła, a dowody stały się bardziej przekonujące: w CERN odkryto nową cząstkę mającą wszystkie charakterystyczne cechy, których oczekiwano od bozonu Higgsa. To, co szczególnie fascynujące w pytaniu o źródło masy, to fakt, że odpowiedź na nie niesie w sobie znacznie więcej niż zaspokojenie naturalnej potrzeby dowiedzenia się, czym jest masa. Zajmiemy się teraz wyjaśnieniem tego dość tajemniczego i niezbyt zgrabnie skonstruowanego zdania.

Kiedy przy okazji omawiania QED zajmowaliśmy się fotonami i elektronami, wprowadziliśmy regułę skoków dla każdego rodzaju cząstek z osobna i powiedzieliśmy, że są one różne – użyliśmy symbolu P(A,B) do oznaczenia reguły związanej ze skokiem elektronu z A do B i symbolu L(A,B) do oznaczenia analogicznej reguły dla fotonu. Przyszła pora, by wyjaśnić tę różnicę. Bierze się ona między innymi z tego, że elektrony występują w dwóch różnych

rodzajach (jak wiemy, mają „spin” skierowany w jednym z dwóch możliwych kierunków), a fotony w trzech różnych rodzajach, ale ta kwestia nie będzie nas w tej chwili interesować. Inna różnica między elektronami a fotonami jest istotniejsza: elektrony mają masę, fotony zaś są bezmasowe – i właśnie tym się teraz zajmiemy.

Rysunek 11.4 przedstawia jeden ze sposobów, w jaki możemy myśleć o propagacji cząstki mającej masę. Pokazuje on cząstkę przeskakującą z A do B w kolejnych etapach. Z A udaje się ona najpierw do punktu 1, stamtąd do punktu 2, i tak dalej, aż wreszcie skacze z punktu 6 do B. Co ciekawe, zapisana w ten sposób reguła dla każdego skoku jest taka sama jak w wypadku cząstki o zerowej masie, z jedną kluczową różnicą: za każdym razem, kiedy cząstka zmienia kierunek, musimy zastosować nową zasadę nakazującą nam skurczenie zegarów w stopniu odwrotnie proporcjonalnym do masy cząstki. Oznacza to, że przy każdym zwrocie zegary ciężkich cząstek kurczą się w mniejszym stopniu niż te odpowiadające lekkim cząstkom. Musimy podkreślić, że nie chodzi tu o jakiś wymyślony *ad hoc* przepis. Zarówno zygzaki, jak i zasada dotycząca kurczenia zegarów wynikają bezpośrednio z reguł Feynmana opisujących propagację masywnych cząstek i nie wymagają żadnych dodatkowych założeń[51]. Rysunek 11.4 pokazuje tylko jedną ścieżkę, po której nasza ciężka cząstka może dotrzeć z A do B, zawierającą sześć zwrotów, a więc i sześć kurczących przeskalowań zegarów. Aby uzyskać ostateczny zegar skojarzony z masywną cząstką podróżującą z A do B, musimy, jak zwykle, dodać do siebie nieskończenie wiele zegarów związanych z wszystkimi potencjalnymi sposobami, na jakie cząstka może przedostać się, zygzakując po drodze, z A do B. Najprostsza ścieżka to ta prowadząca po linii prostej, bez żadnych zwrotów, ale musimy uwzględnić również i trajektorie z licznymi zwrotami.

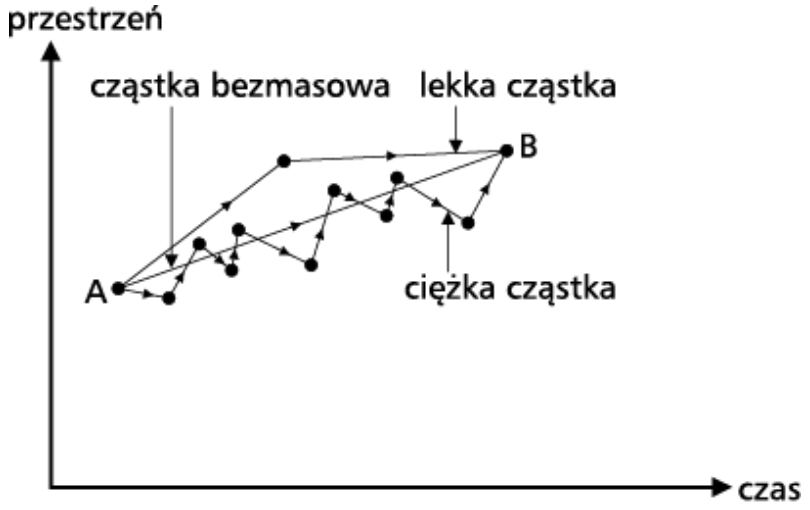


Rysunek 11.4. Masywna cząstka podróżująca z A do B

Dla cząstek bezmasowych czynnik kurczący związany ze zwrotami ma decydujący wpływ na prawdopodobieństwa, gdyż jest nieskończony. Inaczej mówiąc, po pierwszym zwrocie musimy skurczyć zegar do zera. Wobec tego jedyna ścieżka, która wchodzi w grę dla cząstek bezmasowych, wiedzie po linii prostej – z żadną inną ścieżką nie można po prostu powiązać zegara. Właśnie tego należało się spodziewać: oznacza to tylko tyle, że gdy cząstka nie ma masy, możemy do niej stosować regułę skoków obowiązującą dla cząstek pozbawionych masy. Dla cząstek masywnych z kolei zwroty są jak najbardziej dozwolone, choć jeśli masa cząstki nie jest zbyt duża, to wpływ czynnika kurczącego sprawi, że trajektorie o wielu zwrotach będą mało prawdopodobne. W wypadku ciężkich cząstek czynnik kurczący nie odgrywa tak dużej roli, nawet gdy mamy do czynienia z licznymi zwrotami, a więc zwykle ich podróż opisujemy przy użyciu mocno zygzakujących ścieżek. Mogłoby to sugerować, że o ciężkich cząstkach należy myśleć jak o cząstkach bezmasowych, podróżujących od A do B po bardzo skomplikowanych łamanych. Częstość zwrotów to własność, którą utożsamiamy z „masą”.

Wszystko to brzmi nieźle, gdyż pozwala nam myśleć o masywnych cząstkach w nowy sposób. Rysunek 11.5 przedstawia podróż z A do B dla trzech różnych cząstek o coraz to większych masach. W każdym wypadku reguła opisująca proste odcinki trajektorii jest taka sama jak dla cząstek bezmasowych, a za każdy zwrot musimy

zapłacić karę w postaci odpowiedniego skurczenia zegara. Na razie nie powinniśmy się zbyt ekscytować tą koncepcją, gdyż nie wyjaśniliśmy jeszcze żadnych fundamentalnych faktów. Jedyne, co zrobiliśmy, to zastąpienie słowa „masa" wyrażeniem „skłonność do zygzakowania". Jest to uprawnione, gdyż prowadzi do matematycznie równoważnego opisu propagacji masywnych cząstek. Choć nie oznacza zasadniczego przełomu, wydaje się interesujące, a co więcej, jak się wkrótce przekonamy, okaże się czymś istotniejszym niż jakaś matematyczna ciekawostka.



Rysunek 11.5. Cząstki o coraz to większych masach podróżujące z A do B. Im masywniejsza jest cząstka, tym bardziej zygzakowata jej trajektoria.

W 2012 roku w LHC zderzano pracowicie protony o łącznej energii 7 TeV. „TeV" oznacza teraelektronowolty, a 7 TeV odpowiada energii, jaką zyskałby elektron przyspieszony przy użyciu różnicy potencjałów wynoszącej 7 milionów milionów woltów. Aby zdać sobie sprawę z tego, jaka to wielkość, wspomnijmy, że podobną energię miały cząstki subatomowe mniej więcej jedną trylionową sekundy po Wielkim Wybuchu i wystarczyłaby ona, by wyczarować z niczego masę równą masie 7000 protonów (jak wynika z równania Einsteina, $E = mc^2$). A to dopiero ciut więcej niż połowa zaplanowanej maksymalnej energii – LHC stać na dużo więcej.

Jednym z podstawowych powodów, dla których osiemdziesiąt pięć rozsianych po świecie państw wspólnie doprowadziło do zbudowania i uruchomienia tego olbrzymiego, zaplanowanego z wielkim rozmachem urządzenia, było polowanie na mechanizm odpowiadający za generowanie masy cząstek fundamentalnych. Najszerzej akceptowana teoria opisująca pochodzenie masy polega na wyjaśnieniu poruszania się cząstek po zygzakowatych liniach: twierdzi, że istnieje nowa cząstka elementarna, na którą „wpadają" w swojej podróży przez Wszechświat wszystkie inne.

Ta nowa cząstka to bozon Higgsa. Według Modelu Standardowego, gdyby bozon Higgsa nie istniał, cząstki elementarne skakałyby z miejsca na miejsce po liniach prostych i Wszechświat wyglądałby zupełnie inaczej. Jeśli jednak wypełnimy pustą przestrzeń cząstkami Higgsa, to ich działanie może powodować, że inne cząstki będą zmieniać kierunek poruszania się, zaczną zygzakować, co, jak się właśnie przekonaliśmy, odpowiada pojawieniu się „masy". Przypomina to próbę przejścia przez zatłoczony pub – inni popychają nas na boki i do baru docieramy zygzakiem.

Nazwa tego mechanizmu, który po raz pierwszy został wprowadzony do fizyki cząstek w 1964 roku, pochodzi od nazwiska teoretyka z Edynburga, Petera Higgsa. Lata sześćdziesiąte XX wieku stanowiły niewątpliwie bardzo dobry moment na pojawienie się tej koncepcji, gdyż kilka grup naukowców wpadło na nią jednocześnie: oczywiście Higgs, ale też pracujący w Brukseli Robert Brout i François Englert oraz Gerald Guralnik, Carl Hagan i Tom Kibble z Londynu. Ich prace opierały się z kolei na wcześniejszych wynikach wielu innych fizyków, w szczególności Heisenberga, Yōichirō Nambu, Jeffreya Goldstone'a, Philipa Andersona oraz Weinberga. Opisanie pełni konsekwencji tej idei, za które Sheldon Glashow, Abdus Salam i Weinberg otrzymali Nagrodę Nobla w 1979 roku, to nic innego jak Model Standardowy fizyki cząstek. Zasadnicza koncepcja jest bardzo prosta – pusta przestrzeń wcale nie jest pusta, a to pociąga za sobą zygzakowanie cząstek, a więc i ich masę. W oczywisty sposób pozostało nam jednak sporo do wyjaśnienia. Jak to możliwe, że pusta przestrzeń jest wypełniona po brzegi cząstkami Higgsa? Czy nie zauważylibyśmy tego w codziennym życiu? I jak w ogóle mogło

dojść do podobnej sytuacji? Z całą pewnością wizję przestrzeni wypełnionej bozonami Higgsa należy uznać za ekstrawagancką. Nie wyjaśniliśmy też, jak dochodzi do tego, że niektóre cząstki (na przykład fotony) nie mają masy, a inne (na przykład bozony W i kwark wysoki) ważą aż tyle co atom srebra czy złota.

Na drugie pytanie łatwiej odpowiedzieć, przynajmniej jeśli nie zależy nam na głębokim uzasadnieniu. Cząstki oddziałują z innymi wyłącznie za pośrednictwem reguł rządzących rozgałęzieniami, i zasada ta dotyczy również bozonów Higgsa. Wśród dopuszczalnych rozgałęzień dla kwarka wysokiego jest też i takie, w którym oddziałuje on z bozonem Higgsa, a odpowiednie kurczenie się zegara (pamiętajmy, że każdemu rozgałęzieniu odpowiada pewien czynnik kurczący zegar) jest dużo słabsze niż w wypadku lżejszych kwarków. Wyjaśnia to, dlaczego kwark wysoki ma masę dużo większą od kwarka górnego, nie odpowiada zaś oczywiście na pytanie, dlaczego reguły opisujące rozgałęzienia wyglądają tak, a nie inaczej. Aktualnie jedyne, co umiemy w tej sprawie powiedzieć, to, że „tak właśnie jest". Pytanie to ma więc podobny status jak takie: „czemu istnieją trzy generacje cząstek" albo „czemu grawitacja jest taka słaba". Fotony z kolei nie dopuszczają żadnej reguły rozgałęzień, w której występowałby bozon Higgsa, a więc w ogóle z nim nie oddziałują. To z kolei oznacza, że poruszają się wyłącznie po liniach prostych, czyli nie mają masy. Choć trzeba przyznać, że do pewnego stopnia uniknęliśmy podania pełnej odpowiedzi, jednocześnie czujemy, że rozumiemy nieco więcej, a w dodatku możemy z pewnością stwierdzić, że produkcja bozonów Higgsa w LHC umożliwi fizykom sprawdzenie, czy faktycznie oddziałują one w ten sposób z innymi cząstkami[52]. Wtedy zaś będziemy mogli z pełnym przekonaniem oświadczyć, że dowiedzieliśmy się o przyrodzie czegoś autentycznie fascynującego.

Odpowiedź na pierwsze z naszych dwóch podstawowych pytań – czyli jak to możliwe, że pustą przestrzeń wypełniają bozony Higgsa – jest nieco trudniej wyjaśnić. Na rozgrzewkę musimy zaakceptować jedno bardzo jasne stwierdzenie: z fizyki kwantowej wynika, że coś takiego jak pusta przestrzeń nie istnieje. To, co zwykle nazywamy „pustą przestrzenią", jest tak naprawdę porywistym tajfunem cząstek

subatomowych, których nie da się w żaden sposób uprzątnąć, by zyskać prosty, czysty obraz. Kiedy zdamy sobie z tego sprawę, będzie nam łatwiej przyjąć fakt, że pustą przestrzeń wypełniają bozony Higgsa. Zacznijmy więc od przytoczonego powyżej stwierdzenia.

Wyobraź sobie niewielki obszar przestrzeni kosmicznej, samotny zakątek Wszechświata odległy o miliony lat świetlnych od najbliższej galaktyki. W miarę upływu czasu nieuchronnie będą się w nim pojawiać i znikać cząstki. Dlaczego? Po prostu dlatego, że proces kreacji i anihilacji par cząstka–antycząstka jest według reguł dopuszczalny. Przykład można znaleźć na dolnym diagramie rysunku 10.5. Wyobraźmy sobie usunięcie z tego diagramu wszystkich elementów oprócz pętli elektronowej. Będzie on wtedy odpowiadał parze elektron–pozyton pojawiającej się spontanicznie w próżni, a następnie znikającej. Jako że narysowanie pętli nie łamie żadnych zasad QED, musimy przyznać, iż taki proces jest dopuszczalny; pamiętajmy też, że wszystko, co może się zdarzyć, faktycznie się zdarza. To konkretne zjawisko stanowi tylko jeden z nieskończenie wielu sposobów, na jakie pusta przestrzeń może buzować powstającymi i znikającymi cząstkami, a ponieważ żyjemy w kwantowym Wszechświecie, prawidłowe podejście polega na dodaniu wszystkich tych możliwości do siebie. Inaczej mówiąc, próżnia ma niesamowicie bogatą strukturę, składającą się z wszystkich sposobów, na jakie cząstki mogą ulegać kreacji i anihilacji.

W ostatnim akapicie przedstawiliśmy ideę, że próżnia nie jest tak naprawdę pusta, ale potraktowaliśmy ją bardzo demokratycznie, nadając podobne role wszystkim cząstkom elementarnym. Jaka cecha cząstki Higgsa sprawia, że jest ona w jakiś sposób szczególna? Gdyby próżnia była po prostu wrzącą zupą, w której wciąż dochodzi do kreacji i anihilacji materii i antymaterii, wszystkie cząstki elementarne nadal nie miałyby masy – same pętle kwantowe nie są zdolne do jej wygenerowania[53]. Zamiast tego musimy zapełnić próżnię czymś innym, i w tym momencie na scenie pojawia się morze cząstek Higgsa. Peter Higgs zaproponował po prostu, że pusta przestrzeń jest wypełniona cząstkami Higgsa[54], i nie czuł się zmuszony do podawania głębokiego wyjaśnienia tego faktu.

Znajdujące się w próżni cząstki Higgsa powodują, że zaczyna działać mechanizm wywołujący zygzakowanie. Pracują nieustannie, oddziałując ze sobą i z wszystkimi masywnymi cząstkami we Wszechświecie, wybiórczo zwalniając ich ruch, tworząc tym samym masę. Sumaryczny efekt oddziaływań między zwykłą materią a próżnią pełną cząstek Higgsa sprawia, że świat przestaje być chaotyczny i pozbawiony struktury, a staje się bardzo urozmaiconym, cudownym, żywym światem gwiazd, galaktyk i ludzi.

Nadal pozostaje oczywiście pytanie: skąd wzięły się te wszystkie cząstki Higgsa? Wciąż nie znamy ostatecznej odpowiedzi, ale uważa się, że stanowią one pozostałość po tak zwanym przejściu fazowym, do którego doszło jakiś czas po Wielkim Wybuchu. Jeśli zimowym wieczorem będziesz cierpliwie obserwować szybę w oknie, to w miarę opadania temperatury zobaczysz, jak pojawia się na niej piękna struktura kryształków lodu, powstająca w niemal magiczny sposób z pary wodnej unoszącej się w nocnym powietrzu. Zachodząca na zimnej szybie przemiana pary wodnej w lód to przykład przejścia fazowego – cząsteczki wody układają się w nową konfigurację, tworząc kryształki lodu, i tym samym pod wpływem obniżenia temperatury następuje spontaniczne złamanie symetrii niekształtnego obłoku pary wodnej. Kryształki lodu powstają dlatego, że jest to korzystniejsze energetycznie. Tak samo jak piłka stacza się po górskim zboczu, by osiągnąć stan o niższej energii, występujący w dolinie, a elektrony zmieniają położenia wokół jąder atomowych, budując wiązania utrzymujące cząsteczki w całości, tak wyrzeźbione piękno płatka śniegu stanowi konsekwencję faktu, że odpowiednia konfiguracja cząsteczek wody ma niższą energię niż bezkształtny obłok pary wodnej.

Uważamy, że podobne zjawisko zaszło na jednym z początkowych etapów historii Wszechświata. Kiedy gorący gaz cząstek, będący nowo powstałym Wszechświatem, rozszerzał się i stygł, doszło do sytuacji, w której próżnia wolna od cząstek Higgsa okazała się energetycznie mniej korzystna niż naturalny stan, w którym wypełniały ją takie cząstki. Zachodzący wówczas proces naprawdę przypomina ten, w którym woda ulega kondensacji w krople, czy ten, w którym na zimnej szybie powstają kryształki lodu.

Spontaniczne pojawienie się kropelek wody kondensujących się na szybie sprawia wrażenie, że powstały one „z niczego”. Podobnie jest z cząstkami Higgsa – w gorących etapach rozwoju Wszechświata tuż po Wielkim Wybuchu próżnia aż buzowała od przelotnych fluktuacji kwantowych (opisywanych przez pętle w diagramach Feynmana), cząstki i antycząstki nieustannie wyłaniały się z nicości, by po chwili znów zniknąć. Kiedy jednak Wszechświat stygł, nagle doszło do diametralnej zmiany i pozornie z niczego, tak samo jak krople wody występujące na szybie, pojawił się „kondensat” cząstek Higgsa, utrzymywanych przez wzajemne oddziaływania w ulotnym zawieszeniu, przez które podróżują wszystkie inne cząstki.

Idea, zgodnie z którą próżnia jest wypełniona materią, sugeruje, że i my, i wszystko inne w kosmosie, istnieje wewnątrz gigantycznego kondensatu, który pojawił się podczas stygnięcia Wszechświata, tak jak o świcie na trawie pokazuje się rosa. Jeśli myślisz, że cząstki wypełniające próżnię biorą się wyłącznie z kondensacji cząstek Higgsa, musimy wyprowadzić cię z błędu. Gdy Wszechświat ostygł jeszcze bardziej, kondensacji uległy również kwarki i gluony, tworząc struktury, które nazywa się odpowiednio kondensatem kwarkowym i kondensatem gluonowym. Ich istnienie zostało potwierdzone eksperymentalnie i odgrywają one istotną rolę w naszym rozumieniu silnych oddziaływań jądrowych. Tak naprawdę to właśnie ta kondensacja odpowiada za zasadniczą część masy protonów i neutronów. Próżnia wypełniona bozonami Higgsa z kolei jest odpowiedzialna za obserwowalne masy cząstek elementarnych: kwarków, elektronów, mionów, taonów oraz cząstek W i Z. Kondensat kwarkowy staje się istotny, gdy próbujemy wyjaśnić, co się dzieje, gdy kilka kwarków łączy się ze sobą, tworząc proton czy neutron. Co ciekawe, mechanizm Higgsa nie odgrywa ważnej roli przy uzasadnieniu powstania masy protonów, neutronów czy cięższych jąder atomowych, ale jest absolutnie niezbędny, gdy chcemy wytłumaczyć masę cząstek W i Z. W ich wypadku sama kondensacja kwarków i gluonów, bez cząstek Higgsa, prowadziłaby do mas wynoszących około 1 GeV, a te mierzone w eksperymentach są mniej więcej sto razy większe. LHC zaprojektowano tak, by mógł operować w zakresie energii odpowiadających właśnie cząstkom

W i Z, co umożliwia badanie mechanizmu odpowiedzialnego za ich stosunkowo duże masy.

Związane z tymi zjawiskami liczby są zaskakujące. Energia zmagazynowana w jednym metrze sześciennym pustej przestrzeni w wyniku kondensacji kwarków i gluonów to oszałamiające 10^{35} dżuli, a ta biorąca się z kondensacji cząstek Higgsa jest jeszcze sto razy większa. Razem odpowiadają one całkowitej energii wytwarzanej przez Słońce w ciągu tysiąca lat. Dokładniej mówiąc, chodzi tu o „ujemną" energię, gdyż próżnia ma niższą energię niż wszechświat, w którym nie ma żadnych cząstek. Ujemna energia bierze się z energii wiązań odgrywających ważną rolę w powstawaniu kondensatów i nie ma w niej nic tajemniczego. Na dobrą sprawę odpowiada temu, że aby zagotować wodę (i odwrócić przejście fazowe pary w ciecz), należy włożyć pewną energię.

Autentycznie tajemnicze jest jednak to, że tak wielka ujemna gęstość energii w każdym metrze sześciennym pustej przestrzeni – jeśli traktować ją jak każdą inną formę energii – powinna wywołać gwałtowną ekspansję Wszechświata, która z kolei uniemożliwiłaby powstanie jakichkolwiek gwiazd, nie mówiąc o ludziach. Wszechświat dosłownie eksplodowałby chwilę po Wielkim Wybuchu – taki wynik otrzymujemy, jeśli bezpośrednio wstawimy przewidywania dotyczące kondensacji w próżni do równań grawitacyjnych Einsteina opisujących cały Wszechświat. Ten irytujący paradoks nosi nazwę problemu stałej kosmologicznej i pozostaje jedną z najważniejszych nierozstrzygniętych kwestii podstaw fizyki. Z pewnością mówi nam to, że powinniśmy być bardzo ostrożni w twierdzeniu, iż naprawdę rozumiemy naturę próżni czy grawitację – mamy bowiem do czynienia z jakimś fundamentalnym faktem, o którym nie mamy zielonego pojęcia.

To zdanie kończy naszą opowieść, gdyż dotarliśmy do granic naszej wiedzy. Naukowcy nie zajmują się w swojej pracy tym, co już wiadomo. Teoria kwantowa, jak wspomnieliśmy na samym początku książki, ma reputację trudnej, dziwacznej i pełnej sprzeczności, gdyż wywiera dość specyficzny wpływ na zachowanie cząstek materii. Wszystko jednak, co dotąd opisaliśmy, z wyjątkiem tego ostatniego rozdziału, jest dobrze znane i w pełni zrozumiane. Posługując się

wynikami eksperymentów, a nie zdrowym rozsądkiem, dotarliśmy do teorii, która ewidentnie potrafi opisać olbrzymi wachlarz zjawisk, od wyraźnych tęczowych wzorów emitowanych przez gorące atomy po fuzję jądrową zachodzącą wewnątrz gwiazd. Jej praktyczne zastosowanie doprowadziło do jednego z najważniejszych przełomów technologicznych XX wieku – budowy tranzystora, urządzenia, którego działania nie sposób byłoby zrozumieć bez kwantowego spojrzenia na świat.

Teoria kwantowa to jednak znacznie więcej niż sposób na sukces w wyjaśnianiu obserwowanych zjawisk. W zaaranżowanym małżeństwie teorii kwantowej z teorią względności antymateria pojawiła się jako teoretyczna konieczność, a wkrótce potem została odkryta w doświadczeniach. Podobnie spin, fundamentalna własność cząstek subatomowych odpowiedzialna za stabilność atomów, po raz pierwszy wystąpił w abstrakcyjnych argumentach jako niezbędny warunek spójności konstruowanej teorii. A obecnie, w drugim stuleciu kwantów, Wielki Zderzacz Hadronów udaje się w nieznane, badając próżnię. Na tym właśnie polega postęp nauki: na stopniowym, powolnym budowaniu zbioru wyjaśnień i przewidywań, które zmieniają nasze życie. Wyróżnia to nauki ścisłe spośród wszystkich innych ludzkich aktywności. Nie chodzi w nich o podanie kolejnego punktu widzenia, lecz o odkrycie rzeczywistości, której wcześniej nie sposób byłoby sobie wyobrazić, nawet komuś o wyjątkowo oryginalnej i surrealistycznej wyobraźni. Nauki ścisłe zajmują się badaniem realnego świata i jeśli okazuje się, że przypomina on raczej fantastykę, to trzeba się z tym po prostu pogodzić. Teoria kwantowa to najlepszy przykład potęgi metody naukowej. Nikt nie wpadłby na jej odkrycie, gdyby starannie nie przeprowadzono wyjątkowo precyzyjnych eksperymentów, a fizycy teoretyczni, którzy ją odkryli, potrafili porzucić powszechnie przyjęte, wygodne przekonania, by znaleźć wyjaśnienie dla otrzymanych w tych doświadczeniach wyników. Być może zagadka energii próżni sygnalizuje początek nowej kwantowej podróży, być może LHC dostarczy nam świeżych, trudnych do wytłumaczenia danych, a może wszystko, o czym mówiliśmy w tej książce, okaże się zaledwie przybliżeniem innej, znacznie głębszej wizji świata –

fascynująca wyprawa w poszukiwaniu zrozumienia kwantowego świata trwa w najlepsze.

Gdy zaczęliśmy myśleć o napisaniu tej książki, poświęciliśmy odrobinę czasu na dyskusję nad tym, jak ją zakończyć. Chcieliśmy znaleźć przykład pokazujący intelektualną i praktyczną potęgę teorii kwantowej, który przekonałby nawet największych sceptyków, że nauka naprawdę opisuje, i to bardzo szczegółowo, mechanizmy rządzące światem. Zgodziliśmy się, że znamy taki przykład. Musimy ostrzec, że przedstawienie go wymaga nieco algebry, ale postaraliśmy się, by można było nadążyć za rozumowaniem bez głębokiego analizowania towarzyszących mu równań. Tak więc nasza książka kończy się w tym punkcie, chyba że masz ochotę na coś więcej: najbardziej spektakularną, naszym zdaniem, demonstrację potęgi teorii kwantowej. Mamy nadzieję, że ci się ona spodoba, i życzymy powodzenia w jej rozumieniu.

49 Od angielskiego *Large Hadron Collider* (przyp. tłum.).

50 „Zdarzeniem” nazywamy tu pojedyncze zderzenie dwóch protonów. Ponieważ współczesna fizyka to gra polegająca na zliczaniu konkretnych zjawisk (którym przypisuje się wyłącznie pewne prawdopodobieństwa), aby zebrać wystarczająco wiele tych bardzo rzadkich zdarzeń, w których powstaje cząstka Higgsa, trzeba wciąż doprowadzać do kolejnych kolizji protonów. Liczba, którą rozumiemy przez określenie „wystarczająco wiele”, zależy od tego, jak umiejętnie fizycy przeprowadzający doświadczenia potrafią eliminować fałszywe sygnały.

51 Fakt, że możemy myśleć o cząstce mającej masę jako o cząstce bezmasowej, jeśli tylko dodamy nową regułę dotyczącą „zwrotów”, wynika z ogólnego wzoru $P(A,B) = L(A,B) + L(A,1)L(1,B)S + L(A,1)L(1,2)L(2,B)S^2 + L(A,1)L(1,2)L(2,3)L(3,B)S^3+...$, gdzie S oznacza czynnik odpowiedzialny za kurczenie zegarów przy każdym zwrocie, jeśli rozumiemy powyższe wyrażenie jako zawierające sumę po wszystkich możliwych pośrednich punktach 1, 2, 3 itd.

52 Kiedy piszemy te słowa, otrzymywane w eksperymentach dane nie są sprzeczne z powyższym scenariuszem, ale z ostatecznym wyznaczeniem odpowiednich oddziaływań trzeba zaczekać do przeprowadzenia pełnej analizy.

53 To bardzo delikatny punkt, wiążący się z „symetrią cechowania”, która leży u podłoża wszystkich reguł rządzących skokami i rozgałęzieniami cząstek elementarnych.

54 Był zbyt skromny, by samemu tak je nazwać.

Epilog

Śmierć gwiazd

Wiele spośród umierających gwiazd staje się supergęstymi kulami materii jądrowej zmieszanej z morzem elektronów, znanymi pod nazwą „białych karłów". Taki właśnie los czeka nasze Słońce, gdy za jakieś pięć miliardów lat wyczerpie ono swoje paliwo jądrowe; to samo stanie się z ponad 95% gwiazd naszej Galaktyki. Potrafimy wyznaczyć maksymalną możliwą masę białego karła, używając do tego wyłącznie długopisu, papieru i własnej głowy. Odpowiednie obliczenia zostały po raz pierwszy wykonane przez Subrahmanyana Chandrasekhara w 1930 roku. Opierają się one na teorii kwantowej i szczególnej teorii względności, a prowadzą do dwóch bardzo konkretnych przewidywań. Po pierwsze, mówią nam, że obiekty takie jak gwiezdne białe karły – kule materii powstrzymywane przed miażdżącą siłą własnej grawitacji przez zasadę wykluczania Pauliego – w ogóle mogą istnieć. Po drugie, jeśli przestaniemy wpatrywać się w kartkę z naszymi teoretycznymi zapiskami i podniesiemy wzrok ku nocnemu niebu, *nigdy* nie zobaczymy białego karła o masie większej niż 1,4 masy Słońca. To prawdziwie spektakularne i wyjątkowo zuchwałe stwierdzenia.

Astronomowie skatalogowali już około dziesięciu tysięcy białych karłów. Większość z nich ma masy równe około 0,6 masy Słońca, ale największy zaobserwowany biały karzeł ma masę nieco mniejszą niż 1,4 masy Słońca. Ta liczba, „1,4", to triumf metody naukowej. Jej wyprowadzenie wymaga zrozumienia fizyki jąder atomowych, fizyki kwantowej oraz Einsteinowskiej szczególnej teorii względności – najważniejszych, powiązanych ze sobą wątków dwudziestowiecznej fizyki. Obliczenia wymagają też znajomości podstawowych stałych

przyrody, które spotkaliśmy już w naszej książce. Zanim skończymy ten rozdział, przekonamy się, że maksymalną masę wyznacza wyrażenie

$$\left(\frac{hc}{G}\right)^{3/2} \frac{1}{m_p^2}$$

Przyjrzyjmy się uważnie temu, co zapisaliśmy: we wzorze pojawia się stała Plancka, prędkość światła, stała grawitacyjna Newtona i masa protonu. Czy nie jest to fascynujące, że potrafimy przewidzieć maksymalną masę umierającej gwiazdy, wykorzystując kombinację tych fundamentalnych stałych? Połączenie grawitacji, teorii względności i kwantu działania występujące w wyrażeniu

$$(hc/G)^{1/2}$$

nazywa się masą Plancka. Wstawienie konkretnych liczb pozwala nam stwierdzić, że jest ona równa mniej więcej 55 mikrogramów, z grubsza tyle co masa ziarnka piasku. Masę Chandrasekhara uzyskuje się więc w zdumiewający sposób dzięki rozważeniu dwóch mas, z których jedna jest rzędu masy ziarnka piasku, a druga to masa pojedynczego protonu. Z tych miniaturowych liczb wyłania się nowa fundamentalna wielkość obserwowana w przyrodzie: maksymalna masa umierającej gwiazdy.

Moglibyśmy przedstawić teraz ogólny szkic, wyjaśniający, skąd bierze się masa Chandrasekhara, ale chcielibyśmy zrobić coś więcej: opisać faktyczne obliczenia, gdyż to dopiero one wywołują prawdziwy dreszcz emocji. Nasze rachunki nie doprowadzą nas do precyzyjnego ostatecznego wyniku (1,4 masy Słońca), ale otrzymamy jego przyzwoite przybliżenie i zobaczymy, jak zawodowi fizycy zabierają się do wyciągania głębokich wniosków przy użyciu ciągu uważnie uzasadnianych kroków logicznych, powołując się przy tym na dobrze znane reguły fizyczne. W żadnym punkcie

rozumowania nie każemy ci wierzyć nam na słowo. Powoli, spokojnie, ale z pełnym przekonaniem o słuszności stosowanych argumentów dotrzemy do ekscytujących konkluzji.

Musimy zacząć od pytania: „czym jest gwiazda?”. Obserwowalny Wszechświat można uznać w bardzo dobrym przybliżeniu za składający się z wodoru i helu, dwóch najprostszych pierwiastków, powstałych już w pierwszych minutach po Wielkim Wybuchu. Po upływie mniej więcej pół miliarda lat rozszerzający się Wszechświat ostygł na tyle, że pewne nieco gęstsze obszary w gazowych chmurach zaczęły pod wpływem własnej grawitacji zagęszczać się coraz bardziej, tworząc zalążki przyszłych galaktyk. Wewnątrz nich, wokół mniejszych zagęszczeń, zaczęły powstawać pierwsze gwiazdy.

Gaz znajdujący się w protogwiazdach stawał się w miarę ich zapadania się w sobie coraz gorętszy. Podobne zjawisko jest dobrze znane każdemu, kto kiedyś używał pompki rowerowej – kompresja gazu powoduje wzrost jego temperatury. Kiedy temperatura gazu w protogwieździe osiąga około stu tysięcy stopni, elektronów nie daje się już utrzymać na orbitach wokół jąder wodoru i helu – atomy ulegają rozerwaniu, zamieniając się w gorącą plazmę samotnych jąder i elektronów. Gorący gaz usiłuje się rozszerzać i stawiać opór dalszemu zapadaniu się, ale dla wystarczająco dużych początkowych mas grawitacja wygrywa. Ponieważ protony mają dodatni ładunek elektryczny, będą się odpychać, ale w miarę grawitacyjnego zapadania się i nieustannego wzrostu temperatury zaczynają się one poruszać coraz szybciej. Gdy temperatura sięga kilku milionów stopni, protony poruszają się już tak szybko, że zbliżają się do siebie na tyle, by zasadniczą rolę zaczęły odgrywać słabe oddziaływania jądrowe. Dwa protony mogą wtedy wejść ze sobą w reakcję: jeden z nich spontanicznie zmienia się w neutron, emitując przy tym pozyton i neutrino (tak jak pokazaliśmy to na rysunku 11.3). Uwolnione od elektrycznego odpychania proton i neutron łączą się za pośrednictwem silnych oddziaływań jądrowych, tworząc deuteron. Proces ten wyzwala olbrzymie ilości energii, ponieważ tak samo jak działo się to podczas powstawania cząsteczki wodoru, wiązanie cząstek uwalnia energię.

Tak naprawdę energia wyzwolona w pojedynczej fuzji nie jest zbyt duża, gdy porównujemy ją z wielkościami znanymi z codziennego życia. Milion reakcji proton–proton prowadzących do powstania deuteronów generuje energię równą w przybliżeniu energii kinetycznej lecącego komara albo tej wytwarzanej przez nanosekundę w stuwatowej żarówce. Gdy jednak myślimy o skalach atomowych, rozważana energia jest olbrzymia. Musimy też pamiętać, że mówimy o gęstym centrum zapadającej się chmury gazu, które w każdym centymetrze sześciennym zawiera około 10^{26} protonów. Gdyby wszystkie protony z takiej kostki o boku jednego centymetra miały się połączyć w deuterony, wyzwoliłoby się przy tym 10^{13} dżuli energii, a to wystarczyłoby już na zasilanie niewielkiego miasteczka przez cały rok.

Połączenie się dwóch protonów w deuteron stanowi sygnał do rozpoczęcia całej serii fuzji. Nowo powstały deuteron bardzo chętnie łączy się z trzecim protonem, tworząc lekką wersję helu (zwaną helem-3) i emitując przy okazji foton. W kolejnym kroku jądra helu łączą się w pary i tworzą zwykły hel (hel-4), emitując dwa protony. Każdy etap łączenia się cząstek w większe struktury prowadzi do wyzwolenia nowych porcji energii. Na dodatek wyemitowany na samym początku łańcucha reakcji pozyton gwałtownie łączy się z jednym z elektronów ze znajdującej się w pobliżu plazmy, produkując przy tym dwa fotony. Cała uwolniona w tych zdarzeniach energia sprawia, że składający się z fotonów, elektronów i jąder atomowych gaz staje się coraz gorętszy, przeciwdziałając opadającej ku środkowi obłoku materii i powstrzymując dalsze zapadanie się pod wpływem grawitacji. Tak wygląda gwiazda: fuzja cząstek spala w jej sercu paliwo jądrowe, powodując tym samym powstanie skierowanego na zewnątrz ciśnienia, stabilizującego gwiazdę i chroniącego ją przed grawitacyjnym kolapsem.

Oczywiście ilość dostępnego do spalenia paliwa wodorowego jest skończona i w pewnym momencie musi się ono wyczerpać. Gdy przestaje być uwalniana energia, znika też skierowane na zewnątrz ciśnienie: grawitacja kolejny raz przejmuje kontrolę i gwiazda po przerwie znów zaczyna się w sobie zapadać. Jeśli jest wystarczająco masywna, jej jądro nagrzeje się do temperatury rzędu stu milionów

stopni. Na tym etapie ulega zapłonowi hel powstały jako produkt uboczny w fazie spalania wodoru; fuzja atomów helu prowadzi do wytworzenia węgla i tlenu i zapadanie grawitacyjne znów zostaje zatrzymane.

Co jednak się dzieje, gdy gwiazda nie jest na tyle masywna, by mogło w niej dojść do inicjacji fuzji jąder helu? Z taką sytuacją mamy do czynienia w wypadku gwiazd o masach mniejszych niż około pół masy Słońca. Okazuje się, że w pewnym momencie przydarza się im coś dramatycznego. Gwiazda rozgrzewa się w miarę kurczenia, ale zanim temperatura w jej jądrze osiągnie sto milionów stopni, coś innego powstrzymuje dalsze zapadanie się. Tym czymś jest ciśnienie wywierane przez elektrony na skutek więzów nakładanych na nie przez regułę wykluczania Pauliego. Jak się przekonaliśmy wcześniej, reguła Pauliego odgrywa kluczową rolę w wytłumaczeniu stabilności atomów i leży u podłoża podstawowych własności materii. Teraz okazuje się, że zawdzięczamy jej jeszcze coś: wyjaśnia istnienie zwartych gwiazd, które przeżywają, choć nie spalają już paliwa jądrowego. Jak to w ogóle możliwe?

Gdy gwiazda ulega zgniataniu, znajdujące się wewnątrz niej elektrony zostają zamknięte w coraz to mniejszej przestrzeni. O elektronie przebywającym wewnątrz gwiazdy możemy myśleć w języku jego pędu *p*, a więc i związanej z nim długości fali de Broglie'a, *h/p*. W szczególności cząstkę może opisywać wyłącznie pakiet falowy o rozmiarach nie mniejszych niż związana z nią długość fali[55]. Oznacza to, że jeśli gwiazda jest wystarczająco gęsta, to elektrony muszą się na siebie nakładać, a tym samym nie sposób wyobrażać ich sobie jako opisywanych wyraźnie oddzielonymi pakietami falowymi. To z kolei powoduje, że rozważając je, musimy uwzględnić efekty kwantowe, a w szczególności regułę wykluczania Pauliego. Mówiąc obrazowo, elektrony są ściskane tak mocno, że dwa z nich próbują zająć ten sam obszar przestrzeni. Wiemy, że reguła Pauliego będzie się starała im w tym przeszkodzić. Tak więc w umierającej gwieździe elektrony unikają się nawzajem, co zapewnia sztywność wystarczającą do tego, by zapobiec dalszemu zapadaniu się pod wpływem grawitacji.

Tak kończą żywot najlżejsze gwiazdy, ale co dzieje się ostatecznie z tymi przypominającymi nasze Słońce? Pozostawiliśmy je kilka akapitów temu, gdy spalały hel, wytwarzając węgiel i tlen. Co następuje, gdy wyczerpią zapasy helu? Tak jak ich lżejsze koleżanki zaczną wtedy zapadać się pod wpływem własnej grawitacji, co oznacza, że ich elektrony będą coraz bardziej ściśnięte. I tak jak dla lżejszych koleżanek w pewnym momencie do gry wkroczy reguła Pauliego, powstrzymując dalsze zapadanie się. Okazuje się jednak, że dla najmasywniejszych gwiazd nawet reguła wykluczania Pauliego sięga granic swojej skuteczności. W miarę zapadania się gwiazdy w sobie i stłaczania elektronów na coraz mniejszej przestrzeni temperatura gwiezdnego jądra rośnie i elektrony poruszają się coraz szybciej. Gdy ich prędkość zbliża się do prędkości światła, ciśnienie, które wywierają, by przeciwstawiać się grawitacji, maleje na tyle, że przestaje spełniać swoją funkcję. Elektrony nie potrafią już wtedy pokonać przyciągania grawitacyjnego i zahamować zapadania się. Naszym zadaniem w tym rozdziale jest obliczenie, w jakich warunkach dochodzi do takiej sytuacji, a odpowiedź, którą chcemy otrzymać, zdradziliśmy na samym początku. Gdy gwiazda ma masę większą niż 1,4 masy Słońca, elektrony przegrywają, a zwycięża grawitacja.

Tak wygląda ogólny kontekst stanowiący podstawę naszych obliczeń. Teraz możemy śmiało zapomnieć o fuzji jądrowej, gdyż nie będą nas interesować gwiazdy, w których wciąż zachodzi spalanie. Chcemy raczej zrozumieć, co dzieje się w martwych gwiazdach, i zobaczyć, jak ciśnienie kwantowe wywierane przez ściśnięte ze sobą elektrony równoważy siłę grawitacji i jak maleje ono, gdy elektrony poruszają się zbyt szybko. W sercu naszych rozważań będzie więc leżała gra polegająca na utrzymaniu równowagi między grawitacją a ciśnieniem kwantowym. Jeśli potrafimy je odpowiednio zbalansować, nasza gwiazda stanie się białym karłem, jeśli zaś przeważy grawitacja, ostatecznie dojdzie do katastrofy.

Choć przebieg potencjalnej katastrofy nie wpływa na nasze obliczenia, nie możemy o nim nie wspomnieć. Gdy dochodzi do implozji masywnej gwiazdy, może się zrealizować jeden z dwóch scenariuszy. Jeśli gwiazda nie jest zbyt ciężka, protony i elektrony

będą zgniatane tak długo, aż wreszcie zaczną łączyć się w neutrony. Ściśle mówiąc, pojedynczy proton i pojedynczy elektron, znów za pośrednictwem słabych oddziaływań jądrowych, spontanicznie przekształcają się w neutron, emitując przy tym neutrino. W ten sposób gwiazda nieuchronnie przemienia się w miniaturową kulę elektronów. Rosyjski fizyk Lew Landau nazwał to transformacją gwiazdy w „pojedyncze olbrzymie jądro". Zapisał te słowa w opublikowanej w 1932 roku pracy *O teorii gwiazd*; ukazała się ona w tym samym miesiącu, w którym James Chadwick odkrył neutron. Stwierdzenie, że Landau przewidział istnienie gwiazd neutronowych, sięga pewnie zbyt daleko, ale niewątpliwie przeczuł on możliwość występowania obiektów, które je wyraźnie przypominały. Być może wpadnięcie na właściwy trop należy przypisać Walterowi Baademu i Fritzowi Zwickiemu, którzy rok po wydaniu artykułu Landaua napisali: „mimo wszystkich zastrzeżeń, uważamy, że supernowe odpowiadają przemianie zwykłych gwiazd w gwiazdy neutronowe, które na ostatnim etapie swojej egzystencji składają się z wyjątkowo ciasno upakowanych elektronów". Pomysł ten wydawał się tak bardzo niedorzeczny, że w „Los Angeles Times" pojawił się parodiujący go dowcip (spójrz na rysunek 12.1), a gwiazdy neutronowe aż do połowy lat sześćdziesiątych XX wieku traktowano jak teoretyczną ciekawostkę.

CALL ME WHEN SOMETHING EXPLODES UP THERE. I WANNA CHECK ON THOSE FIGGERS.
Cosmic rays are caused by exploding stars which burn with a fire equal to 100 million suns and then shrivel from 1/2 million mile diameters to little spheres 14 miles thick, says Prof. Fritz Zwicky, Swiss Physicist
1-19

Rysunek 12.1. Dowcip wydrukowany w „Los Angeles Times” 19 stycznia 1934 roku

Zawołaj mnie, gdy coś tam na górze wybuchnie. Chciałbym się dobrze przyjrzeć tym cyferkom.

Promienie kosmiczne powstają w wyniku eksplozji gwiazd, które najpierw płoną ogniem o mocy stu milionów Słońc, a następnie kurczą się z kul o średnicach rzędu kilkuset tysięcy kilometrów do niewielkich kulek o średnicach wynoszących mniej więcej dwadzieścia kilometrów, twierdzi szwajcarski fizyk, profesor Fritz Zwicky.

W 1965 roku Anthony Hewish i Samuel Okoye odkryli „dane wskazujące na niezwykłe źródło potężnych fal radiowych w Mgławicy Krab”, ale nie zidentyfikowali zaobserwowanego przez siebie obiektu jako gwiazdy neutronowej. Uczynił to dopiero w 1967 roku Iosif Szkłowski, a niedługo później, po wykonaniu dokładniejszych pomiarów, jego wniosek potwierdzili Jocelyn Bell i sam Hewish. Ten

pierwszy przykład jednych z najbardziej egzotycznych obiektów we Wszechświecie nazwano później „pulsarem Hewisha–Okoye". Co ciekawe, wybuch supernowej, który doprowadził do powstania pulsara Hewisha–Okoye, również został zaobserwowany przez astronomów, tysiąc lat wcześniej. Wielką supernową z 1054 roku, najjaśniejszą w historii ludzkich obserwacji, dostrzegli astronomowie chińscy, oraz, jak dowodzą tego słynne rysunki na stromym klifie, mieszkańcy kanionu Chaco na południowym zachodzie współczesnych Stanów Zjednoczonych.

Nie wyjaśniliśmy jeszcze, w jaki sposób neutronom udaje się przeciwdziałać grawitacji i zapobiec dalszemu zapadaniu się, ale pewnie już wiesz, na czym polega odpowiedni mechanizm. Neutrony (tak samo jak i elektrony) są niewolnikami reguły Pauliego. Również i one potrafią wobec tego powstrzymać zapadanie się, a więc gwiazdy neutronowe, podobnie jak i białe karły, odpowiadają jednemu z możliwych końcowych etapów życia gwiazd. Z punktu widzenia naszej opowieści gwiazdy neutronowe odgrywają drugorzędną rolę, ale trudno nam się powstrzymać od powiedzenia kilku słów o tych szczególnych obiektach występujących w naszym cudownym Wszechświecie: to gwiazdy wielkości miast, tak gęste, że łyżeczka ich materii waży tyle co ziemska góra, utrzymywane w równowadze wyłącznie dzięki naturalnej niechęci cząstek o połówkowym spinie do zajmowania tego samego położenia.

Najmasywniejszym gwiazdom we Wszechświecie – takim, w których nawet neutrony zaczynają się w pewnym momencie poruszać z prędkościami bliskimi prędkości światła – pozostaje już tylko jedna możliwość. Czeka je nieuchronna katastrofa, gdyż znajdujące się w nich neutrony nie potrafią już wytworzyć ciśnienia wystarczającego do powstrzymania grawitacji. Nie znamy żadnego mechanizmu fizycznego, który pozwoliłby na zahamowanie grawitacyjnego zapadania się w wypadku gwiezdnego jądra o masie większej od trzech mas Słońca. Jest ono skazane na przekształcenie się w czarną dziurę – miejsce, gdzie znane nam prawa fizyki się załamują. Domyślamy się, że prawa przyrody nadal tam obowiązują, ale porządne zrozumienie wewnętrznych mechanizmów rządzących

czarnymi dziurami wymagałoby kwantowej teorii grawitacji, która wciąż nie została odkryta.

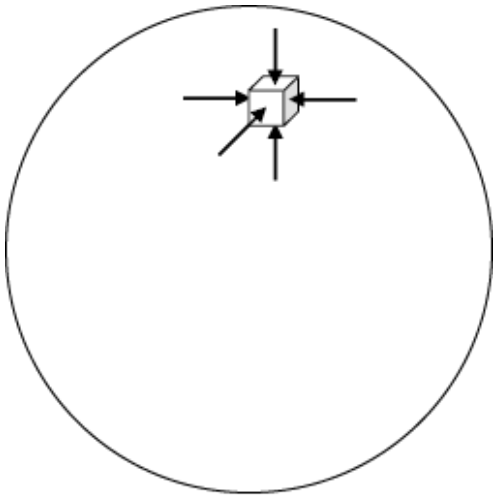
Pora wrócić do głównego nurtu rozważań i skupić się na naszych dwóch podstawowych zadaniach: udowodnieniu istnienia białych karłów i obliczeniu masy Chandrasekhara. Wiemy, jak się do tego zabrać: musimy zrównoważyć ciśnienie elektronów z grawitacją. Odpowiednich rachunków nie da się wykonać w pamięci, a więc przyda się nam ułożenie planu działania. Oto i on: jest dosyć długi, gdyż najpierw chcemy wyjaśnić pewne konkretne aspekty badanej sytuacji i przygotować się tym samym do właściwych obliczeń.

Krok 1: Musimy wyznaczyć ciśnienie wewnątrz gwiazdy wywoływane przez znajdujące się w niej bardzo mocno ściśnięte elektrony. Może zastanawiasz się, dlaczego nie troszczymy się w ogóle o wszystkie inne cząstki występujące w gwieździe – co z jądrami atomowymi i fotonami? Fotony nie podlegają regule Pauliego, a zresztą i tak wcześniej czy później opuszczają gwiazdę. Nie ma co liczyć na to, że skutecznie przeciwstawią się grawitacji. Gdy chodzi o jądra atomowe, te o połówkowym spinie co prawda podlegają regule Pauliego, ale (jak się przekonamy) ich większe masy powodują, że generowane przez nie ciśnienie jest mniejsze od tego wytwarzanego przez elektrony i możemy spokojnie pominąć ich wkład w budowanie ostatecznej równowagi. Bardzo upraszcza to nasze rozważania – wystarczy, że uwzględnimy ciśnienie elektronów. Tym właśnie powinniśmy się zająć.

Krok 2: Kiedy wyznaczymy już ciśnienie elektronowe, będziemy musieli w jakiś sposób ustalić stan równowagi. Może to wcale nie być oczywiste – czymś innym jest stwierdzenie: „grawitacja przyciąga ku środkowi, a elektrony wypychają na zewnątrz", a czym innym przypisanie temu konkretnych liczb.

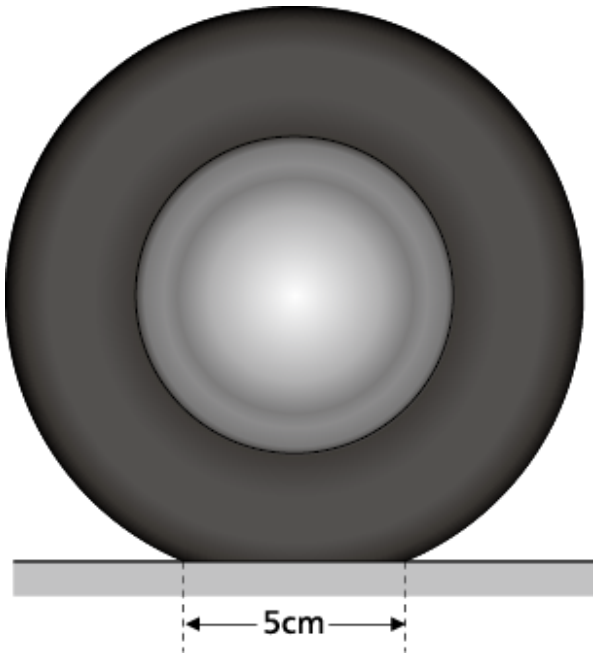
Ciśnienie wewnątrz gwiazdy nie będzie stałe: będzie przyjmować większą wartość w centrum, a mniejszą na powierzchni. Ten fakt odgrywa kluczową rolę. Wyobraźmy sobie kostkę gwiezdnej materii znajdującą się gdzieś wewnątrz gwiazdy, tak jak pokazano to na rysunku 12.2. Grawitacja będzie usiłowała przyciągnąć tę kostkę ku centrum gwiazdy, a naszym zadaniem jest ustalenie, w jaki sposób przeciwstawia się temu ciśnienie elektronów. Występujące

w gazie elektronowym ciśnienie wywiera nacisk na każdą z sześciu ścianek kostki, a odpowiednia siła jest równa ciśnieniu przy danej ściance pomnożonemu przez powierzchnię tej ścianki. Ostatnie stwierdzenie ma precyzyjny charakter – do tej pory używaliśmy słowa „ciśnienie”, zakładając, że wszyscy intuicyjnie rozumiemy, iż gaz znajdujący się pod większym ciśnieniem „pcha mocniej” niż ten pod niskim ciśnieniem. Każdy, kto musiał kiedyś napompować koło samochodu, dobrze o tym wie.



Rysunek 12.2. Mała kostka leżąca gdzieś w sercu gwiazdy. Strzałki odpowiadają ciśnieniu wywieranemu na ścianki przez znajdujące się w gwieździe elektrony.

Ponieważ musimy dobrze zrozumieć własności ciśnienia, przyda się nam krótkie omówienie przykładu, który znamy dużo lepiej. Skupimy się na oponie: fizyk powiedziałby, że ulega ona spłaszczeniu, bo ciśnienie wewnątrz nie jest wystarczające, by zrównoważyć ciężar samochodu bez żadnej deformacji – to takie sformułowania powodują, że zaprasza się nas na wszystkie najlepsze imprezy. Skoro już o tym mówimy, możemy po prostu obliczyć, jakie powinno być ciśnienie w oponach dla samochodu o masie 1500 kg, jeśli chcemy, by każda z nich dotykała podłoża na długości 5 cm, tak jak przedstawia to rysunek 12.3. Znów przyszła pora na kredę i tablicę.



Rysunek 12.3. Opona ulegająca pewnej deformacji na skutek tego, że opiera się na niej samochód

Jeśli opona ma szerokość 20 cm, a chcemy, by dotykała drogi na długości 5 cm, to jej powierzchnia mająca kontakt z podłożem wynosi 20 × 5 = 100 centymetrów kwadratowych. Nie znamy jeszcze wymaganego ciśnienia w oponach – to właśnie chcemy obliczyć – oznaczmy je więc symbolem P. Potrzebujemy teraz wyznaczyć skierowaną w dół siłę wywieraną przez powietrze wypełniające opony. Jest ona równa ciśnieniu pomnożonemu przez powierzchnię opony dotykającą drogi, czyli P × 100 centymetrów kwadratowych. Ostatnie wyrażenie powinniśmy jeszcze pomnożyć przez cztery, bo nasz samochód ma cztery opony. Daje to P × 400 centymetrów kwadratowych – tyle wynosi więc całkowita siła wywierana na podłoże przez powietrze wypełniające opony. Możesz o tym myśleć następująco: cząsteczki powietrza poruszające się wewnątrz opony uderzają w podłoże (ściśle mówiąc, uderzają w gumę opony stykającą się z podłożem, ale to rozróżnienie nie odgrywa tu żadnej roli). Droga pod samochodem zwykle nie ustępuje pod tym naciskiem, a więc musi odpychać opony z równą co do wartości, ale przeciwnie skierowaną siłą (zauważ, że w końcu

zastosowaliśmy trzecią zasadę dynamiki Newtona). Ostatecznie samochód jest pchany w górę przez podłoże i ciągnięty w dół przez grawitację, a ponieważ ani nie zanurza się w drodze, ani nie ulatuje w powietrze, odpowiednie siły muszą się równoważyć. Możemy więc przyrównać P × 400 centymetrów kwadratowych siły pchającej samochód w górę ze skierowaną w dół siłą grawitacyjną. Ta ostatnia jest równa po prostu ciężarowi samochodu i potrafimy ją obliczyć, korzystając z drugiej zasady dynamiki Newtona, $F = ma$, gdzie a to przyspieszenie wynikające z działania grawitacji przy powierzchni Ziemi, wynoszące 9,81 m/s^2. Ciężar samochodu wynosi wobec tego 1500 kg × 9,8 m/s^2 = 14 700 niutonów (1 niuton jest równy 1 kg m/s^2 – to mniej więcej tyle co ciężar jabłka). Przyrównanie obu sił do siebie daje

$$P \times 400\ cm^2 = 14\ 700\ N$$

To równanie łatwo rozwiązać: P = (14 700/400) N/cm^2 = 36,75 N/cm^2. Stwierdzenie, że ciśnienie jest równe 36,75 niutona na centymetr kwadratowy, nie przypomina pewnie znanych ci sposobów określania ciśnienia w oponach, ale możemy wyrazić je przy użyciu popularniejszych jednostek, „atmosfer”. Jedna atmosfera to standardowe ciśnienie powietrza, równe około 101 000 niutonów na metr kwadratowy. W metrze kwadratowym jest 10 000 centymetrów kwadratowych, a zatem 101 000 niutonów na metr kwadratowy odpowiada 10,1 niutona na centymetr kwadratowy. Poszukiwane ciśnienie w oponie wynosi więc 36,75/10,1 = 3,6 atmosfery (albo 52 psi – jeśli zależy ci na podaniu wyniku również w tych jednostkach, możesz wykonać obliczenia samodzielnie). Z naszego równania wynika też, że jeśli ciśnienie w oponie zmaleje o 50%, to będziemy musieli dwukrotnie zwiększyć powierzchnię jej kontaktu z podłożem, co oznacza, że stanie się ona dużo bardziej spłaszczona. Po tym szybkim odświeżeniu wiedzy o ciśnieniu jesteśmy gotowi na powrót do naszej małej kostki gwiezdnej materii, przedstawionej na rysunku 12.2.

Ponieważ dolna ścianka sześcianu leży bliżej środka gwiazdy, wywierane na nią ciśnienie powinno być nieco większe niż to naciskające na górną ściankę. Różnica ciśnień powoduje powstanie siły dążącej do wypchnięcia kostki na zewnątrz gwiazdy („w górę" rysunku) i tego właśnie potrzebujemy, ponieważ w tym samym momencie nasza kostka jest ciągnięta przez grawitację ku środkowi gwiazdy („w dół" rysunku). Gdybyśmy potrafili formalnie opisać, w jaki sposób te dwie siły się równoważą, wyraźnie posunęlibyśmy się w naszym rozumieniu mechanizmów rządzących losem gwiazdy. Łatwiej to jednak powiedzieć, niż zrobić – choć krok 1 pozwoli nam wyliczyć, jak mocno kostka jest wypychana na zewnątrz przez ciśnienie elektronów, wciąż będziemy musieli określić siłę grawitacyjną skierowaną w przeciwnym kierunku. Przy okazji zauważmy, że nie musimy się martwić o ciśnienie wywierane na boczne ścianki sześcianu: leżą one w jednakowej odległości od środka gwiazdy i nacisk na lewą ściankę będzie równoważony przez nacisk na prawą ściankę, dzięki czemu kostka nie poruszy się ani w prawo, ani w lewo.

Aby obliczyć siłę grawitacyjną działającą na rozważaną kostkę, musimy skorzystać z prawa ciążenia Newtona, mówiącego, że każda porcja materii znajdującej się w gwieździe przyciąga nasz mały sześcian z siłą malejącą w miarę wzrostu dzielącej je odległości – kawałki materii leżące dalej od siebie przyciągają się słabiej. Poradzenie sobie z faktem, że przyciąganie grawitacyjne działające na kostkę różni się w zależności od tego, jak odległy jest fragment gwiezdnej materii brany w danym momencie pod uwagę, wygląda na dość trudne. W zasadzie widzimy, jak się do tego zabrać – powinniśmy pokroić całą gwiazdę na malutkie kawałeczki, a następnie osobno obliczyć siłę działającą na kostkę pochodzącą od każdego z nich. Na szczęście okazuje się, że nie musimy wyobrażać sobie rozcinania gwiazdy na drobne porcje. Zamiast tego posłużymy się przepięknym wynikiem matematycznym: prawo Gaussa (którego nazwa pochodzi od nazwiska legendarnego niemieckiego matematyka Carla Friedricha Gaussa) mówi nam, że po pierwsze możemy kompletnie zignorować przyciąganie pochodzące od wszystkich porcji materii leżących dalej od środka gwiazdy niż

nasza mała kostka, a po drugie łączny efekt przyciągania porcji leżących bliżej środka wynosi dokładnie tyle, ile byłby on równy, gdyby wszystkie z nich gnieździły się w samym centrum gwiazdy. Korzystając z prawa Gaussa oraz prawa grawitacji Newtona, możemy wywnioskować, że na kostkę działa siła skierowana ku środkowi gwiazdy, równa

$$G\frac{M_{wewn}M_k}{r^2}$$

gdzie M_{wewn} to masa części gwiazdy leżącej wewnątrz sfery o promieniu równym odległości kostki od środka, r, M_k to masa kostki, a G to stała grawitacyjna Newtona. Jeśli na przykład kostka leży na powierzchni gwiazdy, to M_{wewn} jest całkowitą masą gwiazdy. We wszystkich innych wypadkach M_{wewn} będzie mniejsze.

Posuwamy się w naszym rozumowaniu do przodu, gdyż wiemy już, że aby siły działające na kostkę były w równowadze (co oznacza, przypomnijmy, że kostka pozostanie nieruchoma, a więc gwiazda ani nie wybuchnie, ani nie zapadnie się w sobie[56]), musi zachodzić równość

$$(P_{dol}-P_{gór})A=G\frac{M_{wewn}M_k}{r^2}$$

(1)

gdzie P_{dol} i $P_{gór}$ to odpowiednio ciśnienia wywierane przez gaz elektronowy na górną i dolną ściankę kostki, A zaś – pole powierzchni każdej ze ścianek (pamiętajmy, że siła pochodząca od ciśnienia jest równa ciśnieniu pomnożonemu przez pole powierzchni). Oznaczyliśmy to równanie symbolem „(1)”, gdyż jest ono bardzo ważne i będziemy się do niego odwoływać później.

Krok 3: Pora zrobić sobie herbatę i poczuć pewną satysfakcję, gdyż wiemy już, że po przeprowadzeniu rozumowania zapowiedzianego w kroku 1 poznamy postać ciśnień P_{dol} i $P_{gór}$, a krok 2 pozwolił nam precyzyjnie określić warunek związany z równowagą odpowiednich sił. Prawdziwa praca wciąż jednak przed nami, ponieważ musimy zająć się konkretami dedukcji z kroku 1 i wyznaczyć różnicę ciśnień występującą po lewej stronie równania (1). To nasze następne zadanie.

Wyobraźmy sobie gwiazdę wypełnioną elektronami i innymi cząstkami. Jak są rozłożone te elektrony? Skupmy się na pojedynczym, „typowym" elektronie. Wiemy, że elektrony podlegają regule wykluczania Pauliego, co oznacza, iż najprawdopodobniej nie znajdziemy więcej niż dwóch z nich w tym samym obszarze przestrzeni. Co wynika z tej obserwacji dla morza elektronów, które nazywaliśmy „gazem elektronowym" wypełniającym gwiazdę? Ponieważ są one z konieczności oddzielone od siebie, możemy uznać, że każdy z nich siedzi samotnie w wyimaginowanym miniaturowym sześciennym pudełeczku. W rzeczywistości sytuacja wygląda nieco inaczej – wiemy, że elektrony występują w dwóch rodzajach („spin do góry" i „spin w dół"), a reguła Pauliego zabrania nadmiernego zbliżania się do siebie jedynie identycznym cząstkom. Oznacza to, że w każdym z rozważanych sześcianów mogą się znaleźć dwa elektrony. Powinniśmy porównać to z sytuacją, jaka panowałaby, gdyby elektrony nie podlegały regule Pauliego. Wówczas nie byłyby zlokalizowane parami w „wirtualnych pojemnikach", ale raczej swobodnie poruszały się dookoła, dysponując dużo większym obszarem przestrzeni. Tak naprawdę, jeśli zignorowalibyśmy w dodatku rozmaite możliwe sposoby oddziaływania elektronów ze sobą i z innymi cząstkami wewnątrz gwiazdy, okazałoby się, że dysponują one nieograniczoną przestrzenią.

Wiemy, co się dzieje, gdy próbujemy zamknąć cząstkę kwantową w jakimś obszarze: zaczyna ona skakać zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga, a im bardziej ograniczymy jej obszar przebywania, tym bardziej skacze. Oznacza to, że w miarę zapadania

się w sobie naszego białego karła, gdy elektrony dysponują coraz mniejszą przestrzenią, stają się coraz bardziej pobudzone. To właśnie ciśnienie wywoływane przez ich pobudzenie zatrzyma zapadanie się gwiazdy pod wpływem grawitacji.

Potrafimy opisać to zjawisko nie tylko słowami, lecz także wzorem, gdyż możemy wykorzystać zasadę nieoznaczoności Heisenberga do wyznaczenia typowego pędu elektronu. Dokładniej mówiąc, wiemy, że jeśli zamkniemy elektron w obszarze o rozmiarze Δx, to będzie on skakać z typowym pędem $p \sim h/\Delta x$. Tak naprawdę w rozdziale 4 wyjaśniliśmy, że ta wielkość jest raczej ograniczeniem pędu z góry, a typowy pęd będzie leżał gdzieś pomiędzy zerem a $h/\Delta x$. Ten fakt przyda się nam później. Wiedza o pędzie pozwala natychmiast wyciągnąć dwa kolejne wnioski. Po pierwsze, gdyby elektrony nie podlegały regule Pauliego, nic nie ograniczałoby ich do obszaru o rozmiarze Δx i dysponowałyby dużo większą przestrzenią. To z kolei oznaczałoby mniej skoków, a mniej skoków pociągnęłoby za sobą mniejsze ciśnienie. Powinno być już więc dla nas jasne, w jaki sposób reguła Pauliego wkracza do gry: ogranicza ona obszar dostępny elektronom, co za pośrednictwem zasady Heisenberga powoduje, że zaczynają one bardzo energicznie skakać. Wkrótce przekształcimy ogólną ideę energicznych skoków w konkretny wzór opisujący ciśnienie, ale najpierw sformułujemy drugi ze wspomnianych wyżej wniosków. Ponieważ pęd wyraża się wzorem $p = mv$, prędkość skoków jest odwrotnie proporcjonalna do masy rozważanej cząstki. Oznacza to, że elektrony skaczą dużo energiczniej niż cięższe od nich jądra, które również znajdują się wewnątrz gwiazdy, a więc ciśnienie wywierane przez jądra można spokojnie pominąć. Jak zatem przejść od znajomości pędu pojedynczego elektronu do obliczenia ciśnienia wywieranego przez gaz elektronowy?

Najpierw musimy wyznaczyć wielkość małych obszarów, w których zamknięte są pary elektronów. Mają one objętość $(\Delta x)^3$, a ponieważ wszystkie elektrony muszą zmieścić się w gwieździe, możemy powiązać to z liczbą elektronów w gwieździe (N) podzieloną przez objętość gwiazdy (V). Aby rozłożyć wszystkie elektrony, potrzebujemy dokładnie $N/2$ pojemników, gdyż w każdym mieszczą

się dwa elektrony. Oznacza to, że każdy pojemnik zajmuje objętość V podzieloną przez $N/2$, czyli $2(V/N)$. W dalszych rachunkach będziemy często potrzebować wielkości N/V (liczby elektronów przypadającej na jednostkę objętości gwiazdy), oznaczymy ją więc nowym symbolem, n. Możemy teraz zapisać, jaka musi być objętość każdego z pojemników, by zmieściły się do nich wszystkie elektrony z gwiazdy: $(\Delta x)^3 = 2/n$. Wyciągnięcie z obu stron pierwiastka trzeciego stopnia doprowadza nas do wzoru

$$\Delta x = \sqrt[3]{2/n} = (2/n)^{1/3}.$$

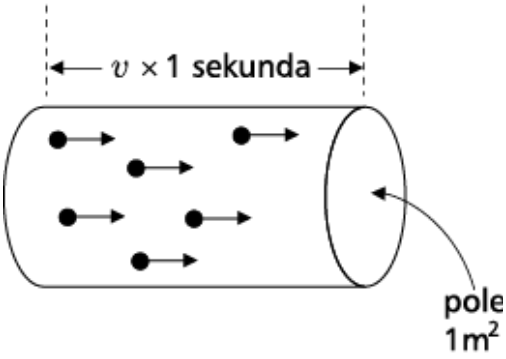
Możemy teraz wstawić ten wynik do wyrażenia, które pochodzi z zasady nieoznaczoności Heisenberga, dzięki czemu otrzymamy wzór na typowy pęd elektronów biorący się z ich kwantowych podrygiwań:

$$p \sim h(n/2)^{1/3}$$

(2)

gdzie znak ~ oznacza „mniej więcej równe”. W oczywisty sposób ostatnie stwierdzenie jest dość nieprecyzyjne, ponieważ nie wszystkie elektrony będą podrygiwać identycznie: niektóre będą się poruszać z prędkościami większymi od typowej, niektóre z mniejszymi. Zasada nieoznaczoności Heisenberga nie może powiedzieć nam dokładnie, ile elektronów porusza się z pewną ściśle określoną prędkością, a ile z inną. Podaje raczej ogólniejszą informację, mówiącą, że jeśli ściśniemy elektron w obszarze o rozmiarze Δx, to będzie on skakał z pędem rzędu $h/\Delta x$. Na nasze potrzeby wystarczy przyjąć, że wszystkie elektrony mają pęd równy tej typowej wartości. To założenie spowoduje, że nasze obliczenia będą nieco niedokładne, ale zyskamy wiele, jeśli chodzi o prostotę argumentów, i z pewnością nie popełnimy poważnego błędu w opisie fizycznej rzeczywistości[57].

Znamy już teraz prędkość elektronów. Ta informacja wystarczy nam do obliczenia, jakie ciśnienie wywierają one na miniaturową kostkę. Aby się o tym przekonać, wyobraźmy sobie flotę elektronów zmierzających w tym samym kierunku z jednakową prędkością (v) ku płaskiemu lustru. Docierają one do lustra i odbijają się od niego, podróżując następnie z tą samą prędkością, ale w przeciwnym kierunku. Obliczmy siłę wywieraną przez elektrony na lustro. Później zajmiemy się bardziej realistycznym przypadkiem, w którym nie wszystkie elektrony poruszają się w tę samą stronę. Takie podejście spotyka się w fizyce bardzo często – najpierw myślimy o prostszej wersji problemu, który chcemy rozwiązać. W ten sposób mamy szansę dowiedzieć się czegoś o rzeczywistości, nie zabierając się od razu do zadania, które mogłoby nas przerosnąć, przy okazji zyskując też przekonanie o sensowności stosowanych metod, które na pewno przyda się nam przy rozważaniu trudniejszych zagadnień. Wyobraźmy sobie, że flota elektronów liczy n cząstek na metr sześcienny oraz, na potrzeby dalszego rozumowania, ma przekrój poprzeczny wielkości 1 metra kwadratowego, tak jak pokazano to na rysunku 12.4. W ciągu sekundy w lustro uderzy nv elektronów (jeśli prędkość v jest podana w metrach na sekundę). Wynika to z faktu, że wszystkie elektrony rozciągające się od lustra do miejsca leżącego w odległości $v \times 1$ sekundy, a więc wszystkie z przedstawionego na rysunku cylindra, dotrą w ciągu tej sekundy do szklanej tafli. Ponieważ objętość walca jest równa jego przekrojowi poprzecznemu pomnożonemu przez długość, cylinder ma objętość wynoszącą v metrów sześciennych, a skoro w każdym metrze sześciennym naszej floty jest n elektronów, w ciągu każdej sekundy uderza w lustro nv elektronów.



Rysunek 12.4. Flota elektronów (małe kropeczki) zmierzających w tym samym kierunku. Wszystkie elektrony znajdujące się w rurce tej wielkości uderzą w lustro w ciągu jednej sekundy.

Kiedy elektron odbija się od lustra, jego pęd ulega odwróceniu, co oznacza, że jego wartość zmienia się o $2mv$. Takie odwrócenie pędu wymaga działania siły, tak samo jak siła jest potrzebna na przykład do zatrzymania jadącego do przodu autobusu i zmuszenia go, by zaczął się cofać. Kolejny raz wracamy tu do Izaaka Newtona. W rozdziale 1 zapisaliśmy jego drugą zasadę dynamiki w postaci $F = ma$, ale tak naprawdę ma ona ogólniejszy charakter i mówi, że siła jest równa tempu zmiany pędu[58]. Tak więc cała flota elektronów wywrze na lustro sumaryczną siłę $F = 2mv \times (nv)$, ponieważ tyle wynosi łączna zmiana pędu elektronów podczas każdej sekundy. Skoro przekrój poprzeczny wiązki elektronów to 1 metr kwadratowy, ostatnia wielkość jest też równa ciśnieniu wywieranemu przez flotę cząstek na lustro.

Przejście od zorganizowanej floty elektronów do gazu elektronowego to teraz już tylko drobny krok. Zamiast myśleć o wszystkich elektronach zmierzających w tym samym kierunku, musimy uwzględnić to, że niektóre z nich będą lecieć w górę, inne w dół, inne na lewo, i tak dalej. W takim wypadku ciśnienie wywierane w każdym ustalonym kierunku zmniejszy się sześć razy (pomyśl o sześciu ściankach kostki) i będzie równe $(2mv) \times (nv)/6 = nmv^2/3$. Teraz możemy zastąpić v w ostatnim równaniu wynikającym z zasady nieoznaczoności oszacowaniem typowych prędkości, z jakimi poruszają się elektrony – czyli skorzystać z poprzedniego

równania, (2). Otrzymamy wówczas ostateczny wynik, mówiący, jakie ciśnienie wywierają elektrony w białym karle[59]:

$$P = \frac{1}{3} nm \frac{h^2}{m^2} (\frac{n}{2})^{2/3} = \frac{1}{3} (\frac{1}{2})^{2/3} \frac{h^2}{m} n^{5/3}$$

Pamiętasz pewnie nasze wcześniejsze stwierdzenie, że otrzymamy tylko pewne oszacowanie.

$$P = \frac{1}{40} (\frac{3}{\pi})^{2/3} \frac{h^2}{m} n^{5/3}$$

(3)

To ciekawy i elegancki wynik. Mówi nam, że ciśnienie w danym punkcie w gwieździe zmienia się proporcjonalnie do liczby elektronów na jednostkę objętości w tym punkcie podniesionej do potęgi 5/3. Nie powinieneś się martwić, że nasze podejście oparte na przybliżeniach nie dało właściwej stałej proporcjonalności – liczy się to, że zgadza się wszystko inne. Wspomnieliśmy już wcześniej, że nasze oszacowanie pędu elektronów było pewnie zbyt duże i właśnie to wyjaśnia, dlaczego obliczenie ciśnienia doprowadziło do uzyskania zbyt wysokiej wartości.

Znajomość ciśnienia w zależności od gęstości elektronów to dobry początek, ale nam bardziej przyda się wyrażenie zależności ciśnienia od faktycznej gęstości materii w gwieździe. Możemy to zrobić, przyjmując bezpieczne założenie, że olbrzymia większość masy gwiazdy pochodzi od jąder atomowych, a nie od elektronów (pojedynczy proton waży prawie dwa tysiące razy tyle co pojedynczy elektron). Wiemy też, że całkowita liczba elektronów musi być równa całkowitej liczbie protonów, gdyż gwiazda jest elektrycznie obojętna. Aby znaleźć gęstość, musimy się dowiedzieć, ile protonów i neutronów przypada na metr sześcienny gwiazdy – nie powinniśmy

zapominać o neutronach, będących produktami ubocznymi procesu fuzji jądrowej. Jądro lżejszych białych karłów składa się głównie z helu-4, ostatecznego produktu fuzji wodoru, co powoduje, że jest w nim tyle samo elektronów co protonów. Pora wprowadzić trochę oznaczeń. Tak zwana masa atomowa, zapisywana jako *A*, zlicza łącznie protony i neutrony wewnątrz jądra atomowego. Dla helu-4 mamy $A = 4$. Liczbę protonów w jądrze oznacza się symbolem *Z* i dla helu $Z = 2$. Możemy teraz zapisać związek między gęstością elektronów (rozumianą jako ich liczba na jednostkę objętości) *n* a gęstością gwiazdy, ρ:

$$n = Z\rho / (m_p A)$$

gdzie założyliśmy, że masa protonu, m_p, jest taka sama jak masa neutronu, co stanowi przybliżenie całkowicie wystarczające na nasze potrzeby. Wielkość $m_p A$ to masa każdego jądra; $\rho/m_p A$ to liczba jąder na jednostkę objętości, a *Z* pomnożone przez tę ostatnią wielkość to liczba protonów na jednostkę objętości, która musi być równa odpowiedniej liczbie elektronów – co właśnie mówi nam wypisane wyżej równanie.

Możemy teraz podstawić *n* uzyskane wyżej do równania (3), a ponieważ *n* jest proporcjonalne do ρ, okazuje się, że ciśnienie zmienia się proporcjonalnie do gęstości podniesionej do potęgi 5/3. Ostatecznie wnioskujemy więc, że

$$P = \kappa\rho^{5/3}$$

(4)

Ponieważ nie powinniśmy się specjalnie przejmować konkretnymi wartościami liczbowymi, ustalającymi ogólną skalę wartości ciśnienia, zebraliśmy je w pojedynczy symbol κ. Warto podkreślić, że κ zależy od stosunku *Z* do *A*, a więc zatem będzie się zmieniać w zależności

od tego, jaki rodzaj białego karła będziemy rozważać. Połączenie kilku liczb w pojedynczy symbol pomaga nam „zobaczyć”, co jest naprawdę istotne. W tym wypadku skomplikowane wyrażenie wypisane zamiast κ mogłoby odwrócić naszą uwagę od tego, co kluczowe, czyli zależności między ciśnieniem a gęstością gwiazdy.

Zanim przejdziemy dalej, zauważmy, że ciśnienie wywoływane kwantowym podrygiwaniem nie zależy od temperatury gwiazdy. Ma na nie wpływ wyłącznie to, jak mocno gwiazda jest ściśnięta. W rzeczywistości do ciśnienia elektronów należałoby dodać czynnik związany z tym, że elektrony „w zwyczajny sposób” poruszają się w różnych kierunkach ze względu na swoją temperaturę, a im gwiazda gorętsza, tym energiczniej się ten ruch odbywa. Nie zajmowaliśmy się tym źródłem ciśnienia, gdyż nie dysponujemy nieograniczonym czasem, a gdybyśmy zdecydowali się przeprowadzić odpowiednie wyliczenia, okazałoby się, że jego wpływ jest znikomy w porównaniu z dużo większym ciśnieniem kwantowym.

Ostatecznie jesteśmy gotowi na wstawienie ostatniego równania na ciśnienie kwantowe do kluczowego równania (1), które warto przytoczyć po raz kolejny:

$$(P_{dol} - P_{gór})A = G\frac{M_{wewn}M_k}{r^2}$$

(1)

Nie jest to jednak tak proste, jak mogłoby się wydawać, gdyż musimy znać różnicę między ciśnieniami wywieranymi na górną i na dolną ściankę kostki. Moglibyśmy przepisać równanie (1), tak by występowała w nim wyłącznie gęstość materii w gwieździe, która zmienia się przy przechodzeniu od jednego punktu wewnątrz gwiazdy do innego (inaczej ciśnienie przy wszystkich ściankach kostki musiałoby być takie samo). Następnie należałoby spróbować rozwiązać otrzymane równanie, starając się wyznaczyć zależność gęstości materii od odległości od środka gwiazdy. Wymagałoby to

rozwiązania pewnego równania różniczkowego, a my wolelibyśmy uniknąć stosowania tak zaawansowanej matematyki. Spróbujemy więc być bardziej pomysłowi i głębiej zastanowić się nad naszym problemem (by móc wykonywać mniej obliczeń). Pozwoli nam to wykorzystać równanie (1) do znalezienia związku między masą białego karła a jego promieniem.

Rozmiar naszej małej kostki i jej położenie wewnątrz gwiazdy są oczywiście całkowicie dowolne i żaden z dotyczących całej gwiazdy wniosków, jakie chcemy wyciągnąć, nie może zależeć od własności konkretnego rozważanego sześcianiku. Zacznijmy od zrobienia czegoś, co może się na pierwszy rzut oka wydawać kompletnie bezcelowe. Nic nie stoi na przeszkodzie, by przedstawić położenie i rozmiary kostki jako wielkości zależne od rozmiaru gwiazdy. Jeśli promień gwiazdy oznaczymy przez R, to odległość badanego sześcianu od środka gwiazdy możemy zapisać jako $r = aR$, gdzie a jest pewną bezwymiarową liczbą leżącą między 0 a 1. Nazywając ją bezwymiarową, mamy na myśli to, że chodzi o zwykłą liczbę, pozbawioną jakichkolwiek jednostek takich jak metry czy sekundy. Jeśli $a = 1$, to kostka leży na powierzchni gwiazdy, a jeśli $a = 1/2$, to znajduje się ona w połowie drogi między środkiem a powierzchnią. Podobnie możemy wyrazić rozmiar kostki, używając promienia gwiazdy. Oznaczając długość boku sześcianu przez L, zapisujemy $L = bR$, gdzie b jest bezwymiarową liczbą, która będzie bardzo mała, jeśli zażyczymy sobie, by kostka była malutka w porównaniu z wielkością gwiazdy. W tych podstawieniach nie ma absolutnie nic głębokiego i na tym etapie powinny się one wydawać ci na tyle oczywiste, że aż trudno uwierzyć, by miały się do czegoś przydać. Jedyną wartą uwagi obserwacją jest to, że R stanowi tu naturalną miarę odległości, gdyż żadna inna odległość, która mogłaby zastąpić R, nie odgrywa istotnej roli przy rozważaniu białego karła.

W podobny sposób możemy się upierać dalej przy swojej dziwnej obsesji i wyrazić gęstość gwiazdy w miejscu, gdzie znajduje się kostka, przez średnią gęstość gwiazdy, czyli napisać

$$\rho = f\,\overline{\rho}$$

gdzie *f* jest po raz kolejny zwykłą liczbą, a

$$\bar{\rho}$$

średnią gęstością całej gwiazdy. Jak już zaznaczyliśmy, gęstość materii w kostce zależy od tego, gdzie w gwieździe ona leży: im bliżej jesteśmy środka gwiazdy, tym będzie większa. Ponieważ średnia gęstość

$$\bar{\rho}$$

w oczywisty sposób nie zależy od położenia kostki, zależność ta musi występować w liczbie *f*. Tak więc *f* musi zależeć od *r*, a co za tym idzie, od iloczynu *aR*. Tu natrafiamy na kluczową informację, leżącą u podstaw wszystkich dalszych rachunków: *f* to zwykła liczba, a *R* to nie zwykła liczba, lecz miara odległości. Oznacza to, że *f* może zależeć wyłącznie od *a*, a nie od *R*. To bardzo ważna obserwacja, gdyż mówi nam, że profil gęstości białego karła jest „niezmienniczy ze względu na skalowanie". Inaczej mówiąc, gęstość zależy od odległości od środka (wyrażonej jako proporcja promienia gwiazdy) tak samo dla wszystkich białych karłów, niezależnie od tego, jaki jest ich promień. Na przykład gęstość w punkcie leżącym w 3/4 drogi od środka gwiazdy do jej powierzchni będzie takim samym ułamkiem średniej gęstości dla każdego białego karła, niezależnie od jego wielkości. Są dwa sposoby zrozumienia tego kluczowego faktu i pomyśleliśmy, że warto przedstawić oba. Pierwszy opiera się na następującym argumencie: „powyższa obserwacja wynika z tego, że każda bezwymiarowa funkcja *r* (a *f* jest właśnie taką funkcją) może być bezwymiarowa tylko wtedy, jeśli jest funkcją zależną od bezwymiarowej zmiennej, a jedyną bezwymiarową zmienną, jaką dysponujemy, jest wielkość *r/R* = *a*, gdyż *R* jest jedyną pojawiającą się w całym rozumowaniu wielkością, która ma wymiar odpowiadający odległości".

Drugi autor uważa, że bardziej przejrzysty jest następujący argument: „w ogólnym przypadku *f* może zależeć od *r*, odległości małego sześcianu od środka gwiazdy, w bardzo skomplikowany sposób. Załóżmy jednak na potrzeby tego akapitu, że jest po prostu proporcjonalna do *r*, co zapiszemy jako

$$f \propto r$$

Oznacza to, że $f = Br$, gdzie B jest pewną stałą. Teraz nadchodzi kluczowy moment: chcemy pokazać, że *f* musi być zwykłą liczbą, podczas gdy *r* jest mierzone (powiedzmy) w metrach. Oznacza to, że *B* musi występować w jednostkach 1/metr, by jednostki odległości wzajemnie się skasowały. Co powinniśmy wobec tego wybrać jako *B*? Nie może to być zupełnie dowolna wielkość, powiedzmy „odwrotność 1 metra", gdyż nie miałoby to sensu i nie wiązało się w żaden sposób z gwiazdą. Dlaczego na przykład nie wybrać odwrotności jednego roku świetlnego, co dałoby oczywiście zasadniczo inny wynik? Jedyna wielkość odpowiadająca odległości, jaką dysponujemy, to *R*, promień gwiazdy, a więc to jej musimy użyć, by zapewnić, że *f* zawsze będzie zwykłą liczbą. Oznacza to, że *f* zależy wyłącznie od r/R. Możesz się sam przekonać, że do tego samego wniosku doszlibyśmy, gdybyśmy zaczęli od założenia na przykład, że

$$f \propto r^2$$

Tak właśnie wyglądają szczegóły rozumowania zaproponowanego przez drugiego autora.

Oznacza to, że masę naszej małej kostki o boku *L* i objętości L^3, leżącej w odległości *r* od środka gwiazdy, możemy wyrazić jako

$$M_k = f(a)L^3\overline{\rho}$$

Napisaliśmy tym razem $f(a)$, a nie f, by podkreślić, że f tak naprawdę zależy tylko od wyboru $a = r/R$, a nie od ogólnych własności rozważanej gwiazdy. Podobny argument prowadzi do równości $M_{wewn} = g(a)\,M$, gdzie $g(a)$ jest funkcją zależną tylko od zmiennej a. Na przykład wartość $g(a)$ w $a = 1/2$ mówi nam, jaka część masy gwiazdy leży wewnątrz sfery o promieniu równym połowie promienia gwiazdy – co więcej, na podstawie rozumowania podobnego do tego zaprezentowanego w poprzednim akapicie wiemy, że będzie to taka sama część dla wszystkich białych karłów, niezależnie od ich promienia[60]. Zauważyłeś już może, że cierpliwie zajmujemy się kolejnymi symbolami pojawiającymi się w równaniu (1), zastępując je bezwymiarowymi wielkościami (a, b, f i g) pomnożonymi przez wielkości, które zależą wyłącznie od masy i promienia gwiazdy (średnia gęstość gwiazdy jest jednoznacznie wyznaczona przez M i R, gdyż

$$\bar{\rho} = M / V$$

a wzór na objętość kuli to $V = 4\,\pi R^3/3$). Aby zakończyć rozwiązywanie naszego zadania musimy zrobić to samo z różnicą ciśnień, którą można zapisać, na mocy równania (4) jako

$$P_{dol} - P_{gór} = h(a,b)\kappa\bar{\rho}^{5/3}$$

gdzie $h(a,b)$ jest wielkością bezwymiarową. To, że $h(a,b)$ zależy zarówno od a, jak i od b, wynika z faktu, iż ciśnienie zależy nie tylko od tego, gdzie znajduje się kostka (czemu odpowiada wartość a), lecz także od tego, jak jest duża (czemu odpowiada b): dla większych kostek różnica ciśnień będzie większa. Najistotniejsze jest to, że podobnie jak $f(a)$ i $g(a)$, $h(a,b)$ nie może zależeć od promienia gwiazdy.

Wstawmy teraz wyprowadzone przed chwilą wyrażenia do równania (1):

$$(h\kappa\bar{\rho}^{5/3})\times(\mathrm{b}^2\,R^2)=G\frac{(gM)\times(fb^3R^3\bar{\rho})}{a^2R^2}$$

Otrzymany wynik wygląda na bardzo skomplikowany i nic nie zapowiada, żebyśmy mieli dojść wkrótce do jakiegoś przełomowego wniosku. Kluczowa obserwacja polega na dostrzeżeniu, że powyższy wzór przedstawia zależność między masą gwiazdy a jej promieniem – co więcej, jesteśmy już na wyciągnięcie ręki (które może przypominać też desperackie szukanie ostatniej deski ratunku, jeśli nie jesteś za pan brat z matematyką) od nadania tej zależności bardzo konkretnej postaci. Podstawiwszy w ostatnim skomplikowanym równaniu wyrażenie opisujące średnią gęstość w gwieździe, czyli

$$\bar{\rho}=M/(4\pi R^3/3)$$

dostajemy po pewnych przekształceniach

$$RM^{1/3}=\kappa/(\lambda G)$$

(5)

gdzie

$$\lambda=(\frac{4\pi}{3})^{2/3}\frac{bfg}{ha^2}$$

Teraz to λ zależy tylko od bezwymiarowych wielkości *a*, *b*, *f*, *g* i *h*, co oznacza, że *nie* zależy od wielkości opisujących całą gwiazdę, *M* i *R*, a co za tym idzie, musi przyjmować taką samą wartość dla wszystkich białych karłów.

Jeśli martwisz się o to, co się stanie, jeśli zmienimy *a* i/lub *b* (co oznaczałoby zmianę położenia i/lub rozmiarów naszej małej kostki), to nie dostrzegłeś potęgi przeprowadzonego przez nas rozumowania. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że zmiana *a* czy *b* faktycznie spowoduje modyfikację λ, a wobec tego otrzymamy inną wartość $RM^{1/3}$. To jednak niemożliwe, ponieważ wiemy, że $RM^{1/3}$ zależy od gwiazdy, a nie od szczególnych własności małej kostki, którą zdecydowaliśmy się rozważać. Oznacza to, że każda zmiana *a* czy *b* jest ostatecznie kompensowana przez odpowiednie zmiany *f*, *g* i *h*.

Równanie (5) mówi nam w szczególności, że białe karły mogą istnieć. Wynika to z faktu, że udało się nam skutecznie zrównoważyć ciśnienie z grawitacją, co opisywało równanie (1). Wcale nie było to oczywiste – mogło się okazać, że równanie nie może być spełnione dla żadnej kombinacji wartości *M* i *R*. Równanie (5) mówi też, że wielkość $RM^{1/3}$ musi być stała. Inaczej mówiąc, jeśli spojrzymy w niebo i zmierzymy promień i masę każdego widocznego tam białego karła, to powinno się okazać, że za każdym razem promień pomnożony przez pierwiastek trzeciego stopnia z masy będzie taki sam. To niewątpliwie śmiały postulat.

Przedstawione przez nas rozumowanie można udoskonalić, obliczając dokładnie, ile powinna wynosić wartość λ, ale aby to zrobić, należy rozwiązać równanie różniczkowe drugiego rzędu na gęstość, co w wypadku naszej książki zdecydowanie leży o matematyczny krok za daleko. Pamiętajmy, że λ jest jakąś zwykłą liczbą: korzystając z odrobiny zaawansowanej matematyki, moglibyśmy ją wyznaczyć. To, że tak naprawdę nie wykonaliśmy odpowiednich rachunków, nie powinno odwracać naszej uwagi od tego, co udało się nam osiągnąć: udowodniliśmy, że białe karły mogą istnieć, i przedstawiliśmy konkretne przewidywanie dotyczące związku między ich masą a promieniem. Jeśli obliczylibyśmy λ (co można zrobić na domowym komputerze) i podstawilibyśmy konkretne wartości κ i *G*, otrzymalibyśmy następującą postać przewidywanej zależności:

$$RM^{1/3} = (3{,}5\times10^{17}\,\mathrm{kg}^{1/3}\mathrm{m})\times(Z/A)^{5/3}$$

co dla gwiazd, których jądra są zbudowane z czystego helu, węgla czy tlenu (dla których $Z/A = 1/2$), jest równe $1{,}1 \times 10^{17}$ $\mathrm{kg}^{1/3}$ m. Dla gwiazd, w których dominuje żelazo, mamy $Z/A = 26/56$ i otrzymany czynnik 1,1 zmniejsza się delikatnie do 1,0. Przeszukaliśmy literaturę naukową i zebraliśmy dane dotyczące mas i promieni szesnastu białych karłów rozsianych po Drodze Mlecznej, naszym galaktycznym podwórku. Dla każdego z nich obliczyliśmy wartość $RM^{1/3}$. Wyniki tych astronomicznych obserwacji pokazały, że $RM^{1/3} \approx 0{,}9 \times 10^{17}$ $\mathrm{kg}^{1/3}$ m. Zgodność między obserwacjami a teorią jest uderzająca – udało się nam przewidzieć, przy użyciu reguły wykluczania Pauliego, zasady nieoznaczoności Heisenberga i prawa grawitacji Newtona, zależność między masą a promieniem białych karłów.

Oczywiście podane liczby nie są idealnie równe (teoretyczne przewidywania dały wynik między 1,0 a 1,1, a obserwacje pokazują wartość 0,9). Prawidłowa analiza naukowa polegałaby na zbadaniu teraz, z jakim prawdopodobieństwem możemy uznać, że teoria zgadza się z eksperymentem, ale z naszego punktu widzenia nie ma potrzeby dalszego przyglądania się uzyskanym wynikom: zgodność jest już wystarczająco przekonująca. To autentycznie fascynujące, że udało się nam doprowadzić do wyniku różniącego się od tego obserwowanego w praktyce o zaledwie 10%. Taka dokładność powinna nas przekonać, że całkiem dobrze rozumiemy gwiazdy i mechanikę kwantową.

Zawodowi fizycy i astronomowie nie poprzestaliby na tym, co osiągnęliśmy do tej pory. Chcieliby przetestować teoretyczne zrozumienie rozważanej sytuacji możliwie jak najbardziej dogłębnie, a aby to zrobić, musieliby podać dokładniejszy opis zjawisk zachodzących w gwieździe niż ten, który przedstawiliśmy w tym rozdziale. W szczególności bardziej precyzyjny opis uwzględniałby wpływ temperatury gwiazdy na jej strukturę oraz oddziaływanie falującego morza elektronów ze znajdującymi się pośród nich dodatnio naładowanymi jądrami atomowymi (oraz oddziaływania elektronów z innymi elektronami). My pominęliśmy te czynniki, twierdząc, że ich wkład w ostateczny wynik byłby stosunkowo niewielki. Bardziej szczegółowe rachunki potwierdzają takie założenie i to właśnie dlatego nasze proste podejście doprowadziło do wyniku

różniącego się w tak drobnym stopniu od danych eksperymentalnych.

W oczywisty sposób bardzo dużo się już nauczyliśmy: udało się nam ustalić, że ciśnienie elektronów może zapewnić stabilność białemu karłowi, i przewidzieć z dość dużą dokładnością, jak zmienia się promień takiej gwiazdy, gdy zwiększamy bądź zmniejszamy jej masę. Zauważmy, że w odróżnieniu od „zwykłych" gwiazd, które z pasją spalają paliwo jądrowe, białe karły mają specyficzną własność: dokładanie im masy sprawia, że stają się mniejsze. Dzieje się tak, gdyż dodatkowa materia powoduje wzrost grawitacji, a w jego następstwie skurczenie się gwiazdy. Dosłowne potraktowanie zależności wyrażonej równaniem (5) wydaje się prowadzić do wniosku, że aby gwiazda skurczyła się do zera, musielibyśmy do niej dodać nieskończoną ilość masy. Tak naprawdę odpowiedni mechanizm jest inny. Najistotniejszą rolę odgrywa w nim to, że jak wspomnieliśmy wcześniej, w pewnym momencie ewolucji białego karła możemy dotrzeć do stanu, w którym elektrony będą upakowane tak gęsto, że ich prędkości zbliżą się do prędkości światła. Wówczas wkroczymy na terytorium szczególnej teorii względności i będziemy musieli w naszych obliczeniach zrezygnować z Newtonowskich równań ruchu i zastąpić je prawami Einsteina. To, jak się wkrótce przekonamy, zmienia sytuację w zasadniczy sposób.

Wniosek, do którego niebawem dotrzemy, brzmi następująco: w miarę wzrostu masy gwiazdy ciśnienie wywierane przez elektrony przestaje być proporcjonalne do gęstości podniesionej do potęgi 5/3. Nadal rośnie ono wraz ze wzrostem gęstości, ale dzieje się to znacznie wolniej. Zaraz wykonamy odpowiednie obliczenia, ale już teraz widzimy, że może to mieć dla naszej gwiazdy katastrofalne konsekwencje, gdyż oznacza, że w miarę dodawania masy grawitacja będzie rosła jak zwykle, ale będzie jej odpowiadać mniejszy wzrost ciśnienia. Los gwiazdy zależy od tego, w jakim dokładnie stopniu ciśnienie wzrasta wolniej wraz ze zmianą gęstości, gdy elektrony poruszają się z olbrzymimi prędkościami. Ewidentnie nadeszła pora, by wyznaczyć precyzyjnie ciśnienie „relatywistycznego" gazu elektronowego.

Na szczęście nie musimy w tym celu wprowadzać całej ciężkiej maszynerii teorii Einsteina, gdyż obliczenie ciśnienia występującego w gazie elektronów poruszających się z prędkościami bliskimi prędkości światła jest bardzo podobne do tego, które przedstawiliśmy przed chwilą dla gazu złożonego z elektronów poruszających się „powoli". Kluczowa różnica polega na tym, że nie możemy korzystać ze wzoru $p = mv$, gdyż po prostu nie jest już on poprawny. Nadal pozostaje jednak w mocy stwierdzenie, że siła wywierana przez elektrony jest równa tempu zmiany ich pędu. Wcześniej wywnioskowaliśmy, że flota elektronów odbijająca się od lustra wywiera na nie ciśnienie $P = 2mv \times (nv)$. W przypadku relatywistycznym możemy zapisać analogiczne wyrażenie, zastępując mv pędem, p. Zakładamy też, że prędkość elektronów jest bliska prędkości światła, wielkość v zastępujemy więc jej symbolem c. Na koniec musimy podzielić otrzymany wynik przez 6, by otrzymać ciśnienie w gwieździe. Oznacza to, że dla gazu relatywistycznego ciśnienie wyraża się wzorem $P = 2p \times nc/6 = pnc/3$. Tak jak poprzednio możemy teraz skorzystać z zasady nieoznaczoności Heisenberga mówiącej, że typowy pęd zamkniętych w pewnym obszarze elektronów jest równy $h(n/2)^{1/3}$, co prowadzi do równości

$$P = \frac{1}{3} nch(\frac{n}{2})^{1/3} \propto n^{4/3}$$

I tym razem możemy porównać powyższy, przybliżony wynik z dokładną odpowiedzią:

$$P = \frac{1}{16}(\frac{3}{\pi})^{1/3} hcn^{4/3}$$

Ostatecznie korzystamy z podobnego rozumowania jak poprzednio, by wyrazić ciśnienie jako funkcję gęstości materii w gwieździe i wyprowadzić następujący odpowiednik równania (4):

$$P = \kappa' \rho^{4/3}$$

gdzie

$$\kappa' \propto hc \times (Z/(Am_p))^{4/3}$$

Tak jak obiecaliśmy, ciśnienie rośnie wraz ze wzrostem gęstości wolniej niż w przypadku nierelatywistycznym. Dokładniej mówiąc, ciśnienie jest tym razem proporcjonalne do gęstości podniesionej do potęgi 4/3, a nie 5/3. Źródło tej zmiany można znaleźć w fakcie, że elektrony nie mogą poruszać się z prędkością większą od prędkości światła. Oznacza to, że czynnik opisujący „przepływ", *nv*, z którego korzystaliśmy przy obliczaniu ciśnienia, zatrzymuje się na wartości *nc* i gaz nie jest w stanie dostarczać elektronów do lustra (czy ścianki naszej kostki) wystarczająco szybko, by utrzymać zależność typu $\rho^{5/3}$.

Możemy teraz zbadać konsekwencje tej zmiany. Powtórzywszy podobne rozumowanie jak poprzednio, otrzymujemy odpowiednik równania (5):

$$\kappa' M^{4/3} \propto GM^2$$

To bardzo ważny wynik, gdyż w odróżnieniu od równania (5) nie pojawia się w nim żadna zależność od promienia gwiazdy. Mówi nam, że ten rodzaj gwiazdy, wypchanej elektronami śmigającymi z prędkością światła, może mieć tylko jedną, szczególną masę. Podstawienie stałej κ' z poprzedniego akapitu prowadzi do wyniku

$$M \propto \left(\frac{hc}{G}\right)^{3/2} \left(\frac{Z}{Am_p}\right)^2$$

To właśnie tę wartość reklamowaliśmy na samym początku rozdziału jako maksymalną możliwą masę białego karła. Jesteśmy już bardzo blisko odtworzenia wyniku Chandrasekhara. Pozostaje zrozumieć, dlaczego ta szczególna wartość to faktycznie maksymalna możliwa masa.

Dowiedzieliśmy się, że jeśli biały karzeł nie jest zbyt masywny, to jego promień nie będzie zbyt mały, a elektrony nie zostaną ściśnięte zbyt mocno. Nie będą więc one wykonywać zbyt gwałtownych kwantowych skoków, a ich prędkości nie zbliżą się do prędkości światła. Przekonaliśmy się, że takie gwiazdy są stabilne, a związek między ich masą a promieniem ma postać $RM^{1/3}$ = stała. Wyobraźmy sobie teraz dodanie masy do rozważanego białego karła. Zależność między promieniem a masą mówi nam, że gwiazda się wówczas skurczy, w wyniku czego elektrony zostaną ściśnięte mocniej, a ich prędkości wzrosną. Gdy dodamy więcej masy, gwiazda skurczy się jeszcze bardziej. Dodawanie masy powoduje więc wzrost prędkości elektronów, dopóki nie zbliży się ona do prędkości światła. Jednocześnie zależność ciśnienia od gęstości powoli przekształci się z

$$P \propto \bar{\rho}^{5/3}$$

do

$$P \propto \bar{\rho}^{4/3}$$

W tym drugim przypadku gwiazda jest stabilna tylko dla jednej szczególnej wartości masy. Jeśli masa przekroczy tę krytyczną wartość, to prawa strona zależności

$$\kappa' M^{4/3} \propto GM^2$$

staje się większa od lewej i nie sposób zrównoważyć odpowiednich sił. Oznacza to, że ciśnienie elektronów (opisywane przez lewą

stronę równania) nie wystarcza, by przeciwstawić się ściągającej materię ku środkowi gwiazdy grawitacji (opisywanej przez prawą stronę równania) i gwiazdę czeka nieuchronne zapadnięcie się w sobie.

Gdybyśmy potraktowali pęd elektronów uważniej i sięgnęli po zaawansowane narzędzia matematyczne, by obliczyć brakujące liczby (kolejny raz warto zauważyć, że komputer osobisty poradziłby sobie z tym bez kłopotu), moglibyśmy precyzyjnie przewidzieć maksymalną masę białego karła. Jest ona równa

$$M = 0,2(\frac{hc}{G})^{3/2}(\frac{Z}{Am_p})^2 = 5,8(\frac{Z}{A})^2 M_\odot$$

gdzie kilka stałych fizycznych wyraziliśmy w języku masy Słońca

$$M_\odot$$

Zauważmy przy okazji, że cała dodatkowa ciężka praca, którą pominęliśmy, dałaby nam tylko odpowiedź co do wartości stałej proporcjonalności, wynoszącej 0,2. Ostatnie równanie wyznacza szukaną przez nas od początku tego rozdziału masę Chandrasekhara: 1,4 masy Słońca dla $Z/A = 1/2$.

Tu już naprawdę kończy się nasza podróż. Obliczenia przeprowadzone w tym rozdziale znajdowały się na wyższym poziomie matematycznym niż te z pozostałej części książki, ale pozwoliły nam na przedstawienie jednego z najbardziej efektownych naszym zdaniem przykładów wielkiej potęgi współczesnej fizyki. To prawda, że nie chodzi tu o coś „użytecznego”, ale z pewnością odkrycie maksymalnej masy białego karła należy zaliczyć do wielkich triumfów ludzkiego umysłu. Wykorzystaliśmy teorię względności, mechanikę kwantową i uważne rozumowanie matematyczne, by obliczyć poprawnie maksymalny rozmiar porcji materii, która może przeciwstawić się grawitacji za pośrednictwem reguły wykluczania Pauliego. Oznacza to, że nauka ma rację: mechanika kwantowa,

niezależnie od tego, jak dziwacznie może wyglądać, jest teorią opisującą rzeczywisty świat. I to stwierdzenie stanowi dobry koniec dla naszej opowieści.

55 Przypomnijmy z rozdziału 5, że cząstki o precyzyjnie określonym pędzie są tak naprawdę opisywane przez fale rozciągające się w nieskończoność, a o ich lokalizacji możemy mówić dopiero wtedy, gdy pozwolimy na pewną nieokreśloność pędu. Niemniej jednak ta analogia ma swoje granice; nie ma sensu rozważać cząstki o pewnej długości fali, jeśli wiemy, że znajduje się ona w obszarze o rozmiarach mniejszych niż ta długość.

56 Możemy uogólnić powyższe rozumowanie i objąć nim całą gwiazdę, gdyż nie precyzujemy tego, gdzie dokładnie ma się znajdować nasza kostka. Jeśli zdołamy pokazać, że kostka leżąca w dowolnym miejscu w gwieździe nie zmienia położenia, to będzie z tego wynikało, iż nie porusza się żadna kostka i gwiazda pozostaje stabilna.

57 Sposób poruszania się elektronów można oczywiście wyznaczyć dokładniej, ale wymaga to wprowadzenia silniejszych narzędzi matematycznych.

58 Drugą zasadę dynamiki Newtona można zapisać jako $F = dp/dt$. W wypadku stałej masy równanie to zyskuje lepiej znaną postać $F = mdv/dt$. $V = ma$

59 Połączyliśmy tu wykładniki, stosując ogólną regułę $x^a\ x^b = x^{a+b}$.

60 Jeśli lubisz matematykę i trochę się na niej znasz, pokaż, że

$$g(a) = 4\pi R^3 \bar{\rho} \int_0^a x^2 f(x) dx$$

czyli że funkcja $g(a)$ jest tak naprawdę jednoznacznie wyznaczona, jeśli tylko znamy funkcję $f(a)$.

Lektury dodatkowe

Pisząc *Kwantowy świat*, korzystaliśmy z wielu książek. Niektóre z nich zasługują na szczególną wzmiankę i gorące rekomendacje.

Najpełniejszym źródłem informacji o historii mechaniki kwantowej są dwie doskonałe książki autorstwa Abrahama Paisa: *Inward Bound* i *Pan Bóg jest wyrafinowany... Nauka i życie Alberta Einsteina*[61]. Obie cechuje dość techniczny charakter, ale nie mają sobie równych, jeśli chodzi o bogactwo historycznych szczegółów.

Książka Richarda Feynmana, *QED: osobliwa teoria światła i materii*[62] jest utrzymana na podobnym poziomie jak nasza, ale skupia się, jak sugeruje tytuł, na teorii elektrodynamiki kwantowej. Tak jak to zwykle bywa z pozycjami napisanymi przez Feynmana, jej lektura to autentyczna przyjemność.

Dla szukających bardziej szczegółowych informacji najlepszą książką omawiającą podstawy mechaniki kwantowej wciąż jest naszym zdaniem napisana przez Paula Diraca *The Principles of Quantum Mechanics*. Jej czytanie wymaga zaawansowanej wiedzy matematycznej.

Wśród materiałów dostępnych w Internecie chcielibyśmy polecić dwie serie wykładów dostępne w iTunes University: *Modern Physics: The Theoretical Minimum – Quantum Mechanics* Leonarda Susskinda i bardziej zaawansowany kurs z uniwersytetu w Oksfordzie, *Quantum Mechanics* Jamesa Binneya. Obie z nich wymagają solidnych podstaw matematycznych.

61 Przeł. P. Amsterdamski, Prószyński i S-ka, Warszawa 2001.

62 Przeł. H. Białkowska, Prószyński i S-ka, Warszawa 2001.